



HAL
open science

Etude des cycles d'hystérésis dans les binaires X à trou noir : application à l'objet GX 339-4

Grégoire Marcel

► **To cite this version:**

Grégoire Marcel. Etude des cycles d'hystérésis dans les binaires X à trou noir : application à l'objet GX 339-4. Astrophysique [astro-ph]. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAY042 . tel-02021327

HAL Id: tel-02021327

<https://theses.hal.science/tel-02021327>

Submitted on 15 Feb 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Astronomie & Astrophysique**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Grégoire MARCEL

Thèse dirigée par **Jonathan FERREIRA, professeur**
à l'**Université Grenoble Alpes**

préparée au sein de
L'institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble
dans l'**École doctorale de physique de Grenoble**

Étude des cycles d'hystérésis dans les binaires X à trou noir Application à l'objet GX 339-4

Thèse soutenue publiquement le **19 octobre 2018**,
devant le jury composé de :

M. Sylvain CHATY

Professeur à Astrophysique Interactions Multi-échelles, CEA/Saclay.
Examineur.

Mme. Catherine DOUGADOS

Directrice de recherche à l'Institut de Planétologie et d'Astrophysique de
Grenoble.

Présidente du jury.

M. Jean-Marie HAMEURY

Directeur de recherche à l'Observatoire Astronomique de Strasbourg.
Rapporteur

M. Jörn WILMS

Professeur au Dr. Karl Remeis-Sternwarte Astronomical Institute, Bamberg.
Rapporteur.

M. Andrzej ZDZIARSKI

Professeur au N. Copernicus Astronomical Center, Varsovie.
Examineur.



Si tes résultats ne sont pas à la hauteur de tes espérances, dis toi que même le grand chêne a un jour été un gland.

ABSTRACT

The hysteresis behavior of X-ray binaries during their outbursts remains a mystery. In this work, we developed the paradigm proposed in FERREIRA et al. (2006) where the disk material accretes in two possible, mutually exclusive, ways. In the standard accretion disk (SAD, SHAKURA et SUNYAEV, 1973) mode, the dominant local torque is due to MHD turbulence that transports radially the disk angular momentum. In the jet-emitting disk (JED, FERREIRA et PELLETIER, 1995) mode, magnetically-driven jets carry away mass, energy and all the angular momentum from the disk. Within our framework, the transition from one mode to another is related to the magnetic field distribution, an unknown yet.

In this thesis, I have developed a two-temperature plasma code able to compute the thermal balance at each radius for a large ensemble of disk parameters, as well as the self-consistent global emitted spectrum. The radiative cooling term and related spectrum (comptonized bremsstrahlung and synchrotron emission) are obtained using the BELM code (BELMONT, MALZAC et MARCOWITH, 2008; BELMONT, 2009). Heating processes are analytical and due only to accretion, while advection is properly taken into account, carrying outside-in the memory of the outer thermal states.

Using this code, we have shown that a JED extending along the entire disk nicely reproduces hard states up to 0.5 Eddington luminosities (MARCEL et al., 2018a). It was also shown that JEDs produce a natural hysteresis cycle. However, the global luminosity of the cycle is insufficient and the inevitable presence of jets in JEDs advocates for an inner SAD configuration in soft states.

Based on these results, the code was enhanced to solve hybrid configurations with an internal JED and an external SAD, separated by a given transition radius r_J . Playing on both r_J and the accretion rate \dot{m}_{in} , we have shown that X-ray observations of typical cycles can be completely covered. Using a simple synchrotron model similar to that of HEINZ et SUNYAEV (2003), the radio flux produced by the jets can be estimated, showing two important features. First, all radio observations can be covered by our model. Second, the radio flux and X-ray spectral coverages are consistent: parameter sets that reproduce best each spectral state also account for a consistent associated radio flux. For illustration, 5 canonical states from GX 339 – 4 have been reproduced in X-ray spectral shape and associated radio fluxes (MARCEL et al., 2018b).

Finally, using a simple fitting procedure on X-ray spectral shape, the 2010 – 2011 cycle from GX 339 – 4 has been reproduced. Strikingly, the co-evolution of r_J and \dot{m}_{in} seems to be in adequacy with initial theoretical expectations (ESIN, McCLINTOCK et NARAYAN, 1997). Moreover, the estimated radio flux evolution being close to observations, we decided to use those within the fitting procedure. Adding radio fluxes constraints in the procedure allowed us to reproduce both the associated X-ray spectral shape and radio fluxes with excellent agreement. This is, to our knowledge, the first time that such an accretion-ejection cycle is reproduced. Those results, as well as discussions and implications will be soon submitted.

RESUMÉ

Les cycles d’hystérésis des binaires X lors de leurs sursauts restent inexplicés à ce jour. Dans ce travail, nous avons développé les idées du paradigme proposé par FERREIRA et al. (2006), où la matière dans le disque accrète de deux manières différentes. Dans le mode standard (SAD, SHAKURA et SUNYAEV, 1973), le couple turbulent transporte le moment cinétique radialement vers l’extérieur du disque. Dans le mode éjectant (JED, FERREIRA et PELLETIER, 1995), le disque magnétisé produit des jets qui emporte la matière, l’énergie et le moment angulaire verticalement. Dans ce cadre, la transition entre les deux modes est liée à la distribution de champ magnétique dans le disque, une inconnue.

Pendant cette thèse, j’ai développé un code capable de résoudre à chaque rayon dans un disque l’équilibre thermique à deux température pour de multiples jeu de paramètres. Ce code utilise BELM (BELMONT, MALZAC et MARCOWITH, 2008 ; BELMONT, 2009) pour traiter le refroidissement radiatif et créer les spectres de manière auto-cohérente. Les processus de chauffage sont analytiques, ainsi que les processus d’advection, qui sont calculés de l’extérieur vers l’intérieur.

Grace à ce code, nous avons pu montrer que des solutions de JED reproduisaient très bien les états *hard* jusqu’à 0.5 luminosités d’Eddington (MARCEL et al., 2018a). Il a aussi été démontré que le JED subit un cycle d’hystérésis. En revanche, la luminosité de ce cycle est bien trop faible et la présence inévitable de jets dans la configuration nous pousse à l’utilisation d’un SAD pour la reproduction d’états *soft*.

Fort de ces résultats, j’ai adapté le code à la résolution de configuration de disque hybride, composé d’un JED interne et d’un SAD externe, séparé en un rayon de transition r_J . En jouant sur ce paramètre r_J et sur le taux d’accrétion \dot{m}_{in} , nous avons pu montrer que les observations X de cycles typiques pouvaient être pavée. Après des calculs similaires à HEINZ et SUNYAEV (2003), nous pouvons estimer quel est le flux radio associé à chaque jeu de paramètres. Cela nous a permis de montrer 2 choses. (1) tous les flux radios sont reproductibles à l’aide d’un seul facteur de normalisation commun. (2) le flux radio et la forme du spectre en rayons X sont cohérents : les jeux de paramètres qui reproduisent le mieux chaque forme spectral sont associés aux bon flux radios. Afin d’illustrer ce résultat, 5 états canoniques de l’évolution de GX 339 – 4 ont été reproduits : forme spectrale en X et flux radios (MARCEL et al., 2018b).

Pour finir, en utilisant une simple procédure d’ajustement sur la forme spectrale en X, le cycle de 2010 – 2011 de GX 339 – 4 a pu être reproduit. De manière bluffante, les évolutions de r_J et \dot{m}_{in} semblent être en accord avec les prédictions théoriques (ESIN, MCCLINTOCK et NARAYAN, 1997). De plus, les estimations de flux radio étant cohérentes avec les observations, nous avons décidé de les ajouter directement dans la procédure d’ajustement. L’ajout de cette composante a permis une excellente reproduction simultanée de la radio et des spectres X de manière. C’est, à notre connaissance, la première fois que les phénomènes d’accrétion et d’éjection sont utilisés simultanément. Ces résultats, ainsi que les discussions et implications seront bientôt soumis.

Survêt', baskets, casquette, mais dans le droit chemin.

— Sniper, Pris pour cible.

REMERCIEMENTS

Bon. Par où commencer ? De toute manière, pas plus de 5 personnes ne liront cette page, donc autant pas y passer 2 heures.

Je ne vais pas être hypocrite, il y a peu de personnes à qui je dois l'idée de faire une thèse en astrophysique, et ces personnes le savent déjà. Par contre, cette thèse n'aurait évidemment pas pu être possible sans mes amis proches, mes chieuses de soeurs, mes parents bornés, et deux gentes damoiselles vivant un poil loin. Colocs, doctorant(e)s du labo, potes de basket, la mif' et les amis de longues dates, tout le monde a participé à ce que je ne devienne pas fou en bossant (un peu) pendant ces trois années. Donc, à toi qui lira ça, même si je n'écris pas de noms dans ce paragraphe, en partie parce que j'ai la flemme, si tu prends le temps de lire c'est que soit tu es un futur doctorant curieux et je te souhaite bon courage, soit je te remercie de ta présence pendant ma thèse, et m'excuse de mon manque de temps libre. J'te kiffe.

J'aimerais aussi avoir un mot pour les personnels du labo (ITA), et les remercier de leur présence et leur bonne humeur au quotidien. Si les chercheurs pouvaient prendre exemple de temps en temps sur votre gentillesse et votre humilité, ce laboratoire pourrait être d'autant plus sympathique.

Professionnellement parlant, je ne pourrais pas assez remercier mes deux directeurs : Jon et Pop. Ils m'ont fait me sentir leur semblable pendant cette thèse, et ça n'a pas de prix. J'ai commencé cette thèse avec 2 pères spirituels, et l'ai finie avec 2 amis :)¹. J'espère seulement un jour acquérir autant d'esprit critique que Jon, et autant d'humilité dans la vie de tous les jours que Pop, mais j'en doute.

1. Il faut tourner la tête sur la gauche, ça fait un visage. C'est un truc de d'jeuns !

TABLE DES MATIÈRES

I	INTRODUCTION	1
I.1	Un peu d'histoire	2
I.2	État de l'art observationnel	10
I.3	Modélisation par des disques non magnétisés	17
I.4	Modélisation par des disques magnétisés	25
I.5	Contexte et objectifs de la thèse	29
II	MODÈLES DE DISQUE D'ACCRÉTION	31
II.1	Cadre théorique	32
II.2	Résolution de l'équation d'énergie	41
II.3	Configuration hybride de disques	48
III	DYPLODOCUS	53
III.1	Méthode de résolution	54
III.2	Effets non-locaux	58
III.3	Traitement numérique du rayonnement optiquement mince	67
III.4	Signature spectrale d'une configuration	74
III.5	Comparaison avec la littérature	83
IV	JET-EMITTING DISKS	87
IV.1	Domaine d'existence d'un JED	89
IV.2	Les solutions stables à l'équilibre thermique	93
IV.3	Influence des paramètres	100
IV.4	Existence d'une hystérésis thermique	110
IV.5	Les états hard : quels paramètres	114
V	DISQUES HYBRIDES	123
v.1	Configurations hybrides	124
v.2	Reproduction des rayons X	129
v.3	Reproduction de la radio	141
v.4	Reproduction d'états spectraux typiques	146
VI	PREMIERS CYCLES	153
VI.1	GX 339 – 4	154
VI.2	Première méthode de reproduction spectrale d'un sursaut	161
VI.3	Deuxième méthode de reproduction spectrale d'un sursaut : ajout de la radio	168
VI.4	Autres contraintes sur l'évolution	171
VI.5	Résultat majeur : Évolution de r_J et \dot{m}_{in}	180
VII	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	193
A	PUBLICATIONS ACCEPTÉES	201
B	PUBLICATIONS EN COURS	239
	BIBLIOGRAPHIE	253

TABLE DES FIGURES

FIGURE i.1	Variations du spectre X de Cen X-2 durant l'année 1967	3
FIGURE i.2	Flux radio en provenance de Sco X-1 durant l'année 1970	3
FIGURE i.3	Observations X de GX 339 – 4 dans la bande 1 – 6 keV entre 1971 et 1973.	5
FIGURE i.4	Différents schémas d'une binaire X selon SHAKURA et SUNYAEV (1973).	6
FIGURE i.5	Illustration de la forme d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir.	7
FIGURE i.6	États spectraux de Cyg X-1 et schéma du disque d'accrétion.	8
FIGURE i.7	Schémas des deux modèles dominants dans les années 1970 – 1980.	9
FIGURE i.8	Vue d'artiste d'une binaire X.	10
FIGURE i.9	Illustration de 21 binaires X à trous noirs connues en 2011.	11
FIGURE i.10	Spectres observés de GRO J1655-40 durant son sursaut de 2005.	12
FIGURE i.11	Hystérésis spectrale typique des binaires X.	13
FIGURE i.12	HID et détections/non-détections radios associées de 4 objets différents.	14
FIGURE i.13	Corrélation rayons X - radio de 14 années d'observation de GX 339 – 4.	15
FIGURE i.14	Illustration de la forme d'un disque d'accrétion selon THORNE et PRICE (1975).	17
FIGURE i.15	Zone d'existence des solutions ADAF et SAD dans le plan $\dot{M} - R$	18
FIGURE i.16	Espace des solutions de disques α de YUAN et NARAYAN (2014).	20
FIGURE i.17	Illustration du principe du DIM.	22
FIGURE i.18	Illustration du modèle de NIXON et SALVESEN (2014).	24
FIGURE i.19	Illustration des scénarios fondés sur la dynamo.	26
FIGURE i.20	Illustration d'une solution de JED de FERREIRA et al. (2006).	27
FIGURE ii.1	Différentes échelles de hauteurs du disque magnétisé.	36
FIGURE ii.2	Définition d'une configuration	50
FIGURE iii.1	Discrétisation	55
FIGURE iii.2	Représentation des anneaux et du rayon de transition r_J	56
FIGURE iii.3	Algorithme dans le cas une solution	59
FIGURE iii.4	Algorithme dans le cas trois solutions	60
FIGURE iii.5	Schéma de dérivée droite du troisième ordre	62
FIGURE iii.6	Effet de l'advection	63
FIGURE iii.7	Configuration sans illumination	64
FIGURE iii.8	Géométrie simple	66
FIGURE iii.9	Compacité interpolée du code BELM	71
FIGURE iii.10	Exemple de configuration	72
FIGURE iii.11	Comparaison des tables	73
FIGURE iii.12	Schéma de trois cas de discrétisation	76
FIGURE iii.13	Exemple de configuration	80
FIGURE iii.14	Deux procédures de construction des spectres	82
FIGURE iii.15	Comparaison avec les travaux de PETRUCCI et al. (2010).	84
FIGURE iv.1	Puissance des jets en fonction de l'efficacité d'éjection	89
FIGURE iv.2	Puissance des jets en fonction du rapport d'aspect	90

FIGURE iv.3	Nombre de Mach sonique et magnétisation en fonction de l'efficacité d'éjection	91
FIGURE iv.4	Dernière orbite stable en fonction du spin	92
FIGURE iv.5	Domaine d'existence des solutions du JED	93
FIGURE iv.6	Propriétés de la solution chaude	95
FIGURE iv.7	Spectre et apparence typique d'une solution chaude	96
FIGURE iv.8	Propriétés de la solution froide	97
FIGURE iv.9	Spectre typique d'une solution froide	97
FIGURE iv.10	Propriétés dynamiques de la solution slim	99
FIGURE iv.11	Spectre typique d'une solution slim	100
FIGURE iv.12	Effet de b	101
FIGURE iv.13	Effet de m_s	103
FIGURE iv.14	Effet de ζ	104
FIGURE iv.15	Effet de μ sur une solution	106
FIGURE iv.16	Effet de μ sur un spectre typique	106
FIGURE iv.17	Effet qualitatif de r_{in}	108
FIGURE iv.18	Effet quantitatif de r_{in} sur la solution slim	109
FIGURE iv.19	Effet quantitatif de r_{in} sur la configuration	110
FIGURE iv.20	Une hystérésis dans le JED?	111
FIGURE iv.21	Hystérésis du JED : état <i>hard</i>	113
FIGURE iv.22	Plan $\dot{m}_{in} - r$ pour 4 jeux de paramètres	115
FIGURE iv.23	Forme des spectres pour chaque jeu de paramètre	117
FIGURE iv.24	État <i>hard</i> de plus haute luminosité en fonction des paramètres r_{in} , m_s et b	119
FIGURE v.1	Configurations hybrides sans refroidissement	124
FIGURE v.2	Configurations hybrides avec refroidissement	126
FIGURE v.3	Effet du paramètre ω	128
FIGURE v.4	De python à XSPEC	130
FIGURE v.5	Configuration de SAD	133
FIGURE v.6	Exemple de spectres synthétiques à différentes hard-tail.	134
FIGURE v.7	Pavage en (r_J, \dot{m}_{in}) du DFLD de GX 339-4 en 2010-2011	136
FIGURE v.8	Pavage en χ_{red}^2 du DFLD de GX 339-4 en 2010-2011	137
FIGURE v.9	Luminosités X et bolométriques en fonction du taux d'accrétion	138
FIGURE v.10	Géométrie du jet considéré	142
FIGURE v.11	Densité spectral d'énergie du jet	143
FIGURE v.12	Pavage en (r_J, \dot{m}_{in}) des observations de CORBEL et al. (2013)	145
FIGURE v.13	DFLDs des outbursts de GX 339 – 4 entre 2002 et 2011	147
FIGURE v.14	Températures des électrons et épaisseurs optiques Thomson des états canoniques.	149
FIGURE v.15	Spectres de chacun des 5 états canoniques	150
FIGURE v.16	Température et forme du disque des états canoniques	151
FIGURE vi.1	Résultats des fits de CLAVEL et al. (2016)	156
FIGURE vi.2	Corrélation Radio-X des sursauts de GX 339 – 4 CORBEL et al. (2013).	158
FIGURE vi.3	Résultat des fits de CLAVEL et al. (2016) sur le sursaut de 2010 – 2011 de GX 339 – 4.	159
FIGURE vi.4	Résultat de mes fits sur les données X.	162
FIGURE vi.5	Température du disque dans la procédure A.	163

FIGURE vi.6	Estimation du niveau de hard-tail nécessaire à l'évolution.	164
FIGURE vi.7	Évolution temporelle de r_J et \dot{m}_{in} lors du sursaut suivant la procédure A.	165
FIGURE vi.8	Petit rappel sur le scénario proposé par EsIN, McCLINTOCK et NARAYAN (1997) le paradigme le plus global.	166
FIGURE vi.9	Estimation de la luminosité radio de la procédure A.	167
FIGURE vi.10	Interpolation des luminosités radio des observations.	169
FIGURE vi.11	Estimation radio et indice spectral de la procédure B.	169
FIGURE vi.12	Évolution temporelle de r_J et \dot{m}_{in} lors du sursaut suivant la procédure B.	170
FIGURE vi.13	Corrélation entre les LFQPO et le rayon de transition.	172
FIGURE vi.14	Étude des LFQPO de GRS 1915 + 105.	174
FIGURE vi.15	Corrélation entre la raie du Fer et le rayon de transition.	175
FIGURE vi.16	Comparaison de r_J avec les modèles précédents.	176
FIGURE vi.17	Corrélation L_X en fonction de \dot{m}_{in}	177
FIGURE vi.18	Efficacité radiative du jet pendant le sursaut.	179
FIGURE vi.19	Fits spectraux et dynamiques du sursaut de 2002 – 2003 de GX 339 – 4.	181
FIGURE vi.20	Fits spectraux et dynamiques du sursaut de 2004 – 2005 de GX 339 – 4.	182
FIGURE vi.21	Fits spectraux et dynamiques du sursaut de 2007 de GX 339 – 4.	183
FIGURE vi.22	Évolution optimale de r_J en fonction de \dot{m}_{in} pour les 4 sursauts de GX 339 – 4 avec un unique \tilde{f}_R	184
FIGURE vi.23	Corrélation entre L_R et L_X des fits synthétiques.	186
FIGURE vi.24	Deux évolutions de r_J en fonction de \dot{m}_{in} pour les 4 sursauts de GX 339 – 4.	187
FIGURE vi.25	Schéma d'évolution d'un sursaut dans le plan r_J - \dot{m}_{in}	189
FIGURE vi.26	Schéma d'évolution d'un sursaut selon MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER (2005) et KYLAFIS et BELLONI (2015).	190

LISTE DES TABLEAUX

TABLE ii.1	Les propriétés des flots d'accrétions usuels	47
TABLE v.1	Caractéristiques typiques des 5 états canoniques observés	146
TABLE v.2	Caractéristiques de 5 spectres canoniques simulés	149
TABLE vi.1	Paramètres du système de GX 339 – 4	155
TABLE vi.2	Données X de GX 339 – 4 entre 1996 et 2011.	157
TABLE vi.3	Données radio de GX 339 – 4 entre 1997 et 2012.	158



INTRODUCTION

"If you want to understand today, you have to search yesterday"
Pearl Buck

Sommaire

I.1	Un peu d'histoire	2
I.1.1	Des composantes optiques et radios	4
I.1.2	Premières prémices de modélisation	5
I.2	État de l'art observationnel	10
I.2.1	Les contraintes observationnelles actuelles	10
I.3	Modélisation par des disques non magnétisés	17
I.3.1	Le modèle historique de l'ADAF	17
I.3.2	Le DIM	21
I.3.3	Mention spéciale	23
I.4	Modélisation par des disques magnétisés	25
I.4.1	La dynamo / la batterie cosmique	25
I.4.2	Les scénarios d'accrétion-éjection	27
I.5	Contexte et objectifs de la thèse	29

I.1 UN PEU D'HISTOIRE

À la fin du XVII^{ème} siècle, Isaac Newton développe sa théorie de la gravitation (NEWTON, 1687), donnant enfin une explication à l'attraction des corps. Dans la foulée, ses travaux sur la lumière démontrent son caractère corpusculaire (NEWTON, 1704). Au courant du XVIII^{ème} siècle, John Michell d'abord, puis Pierre-Simon de Laplace se basent sur ces travaux et suggèrent qu'il puisse alors exister des corps suffisamment massifs pour que la lumière ne s'en échappe jamais (MICHELL, 1783; LAPLACE, 1795). Ce n'est que plus d'un siècle plus tard, en 1915, qu'Albert Einstein y fera suite (EINSTEIN, 1915; EINSTEIN, 1916).

De nombreux travaux théoriques sur ces objets hypothétiques sont effectués durant la première moitié du XX^{ème} siècle, ainsi que sur un autre type d'objet appelé étoile à neutrons, donnant naissance à un groupe d'objets appelés objets compacts. Mais aucune observation, et donc aucune preuve tangible, ne sera apportée avant les années 1960.

Ces observations commencent en juin 1962 quand GIACCONI et al. découvrent, par accident, la première source de rayons X extrasolaires. Pourquoi par accident ? Parce que le but initial de la mission était de détecter le flux de rayons X provenant de la Lune, mais le grand champ de l'instrument permit la détection d'une autre source dans le ciel. En 2002, Riccardo Giacconi est d'ailleurs récompensé pour sa découverte par un prix Nobel¹.

L'objet découvert à l'époque est situé dans la constellation du Scorpion. Étant une source ponctuelle de rayon X, elle sera nommée en toute logique Sco X-1, et sera par ailleurs confirmée par BOWYER et al. (1964). Très vite, MORTON (1964) suggère que cette source intense de rayons X, en apparence associée à aucune contrepartie radio/optique, est en réalité une étoile à neutrons. Il a du nez, mais le manque d'observations ne permet pas de s'en convaincre.

En 1965, BOWYER et al. découvrent une seconde source X dans le ciel, la plus brillante à l'époque, dans la constellation du Cygne. Cette source est logiquement appelée Cyg X-1. La découverte de ces nouvelles sources inconnues mène à de plus en plus d'observations X.

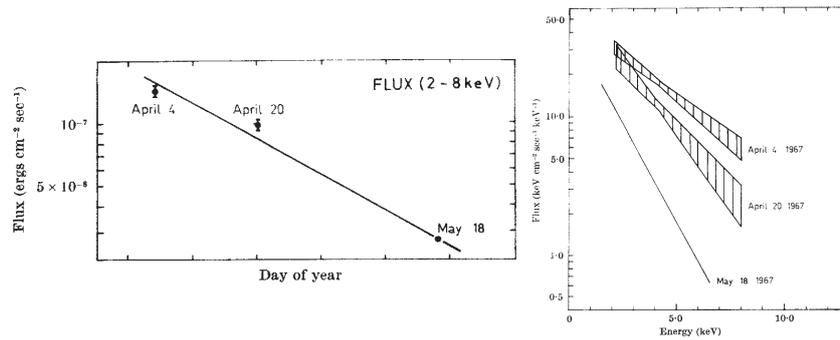
Des variations X

En 1967, HARRIES et al. découvrent une nouvelle source de rayons X similaire à Sco X-1, qu'ils appellent "CRUX" car elle se situe au bord de la constellation Crux, mais qui sera plus tard renommée Cen X-2. Cette source est remarquable parce que son intensité change de 2 ordres de grandeurs entre 1965 et 1967 (FRANCEY et FENTON, 1967). Ces variations de flux en X rappellent le comportement des *novae* à des énergies plus importantes. Pour ces similarités, CHODIL et al. (1968) les qualifient donc de *nova-like*.

Ces changements de flux sont visibles en FIGURE i.1, où le flux et la forme spectrale dans la bande d'énergie 2 – 8 keV de Cen X-2 au cours de l'année 1967 sont reportés.

On observe sur cette figure que le flux total dans la bande 2 – 8 keV change d'un facteur 5 entre le 4 avril et le 18 mai. De plus, la forme spectrale semble changer légèrement, bien qu'elle reste dominée par les X mous, dits *soft*. La découverte de ce type de comportement fait décoller l'astronomie X. Un nombre important de sources X est découvert : déjà une vingtaine en 1970, le lancement d'*Uhuru* en décembre 1970 permet de détecter plus de 300

1. Qu'il partagera avec Raymond Davis Jr. et Masatoshi Koshiba pour leur découverte des neutrinos cosmiques dans les années 1960.

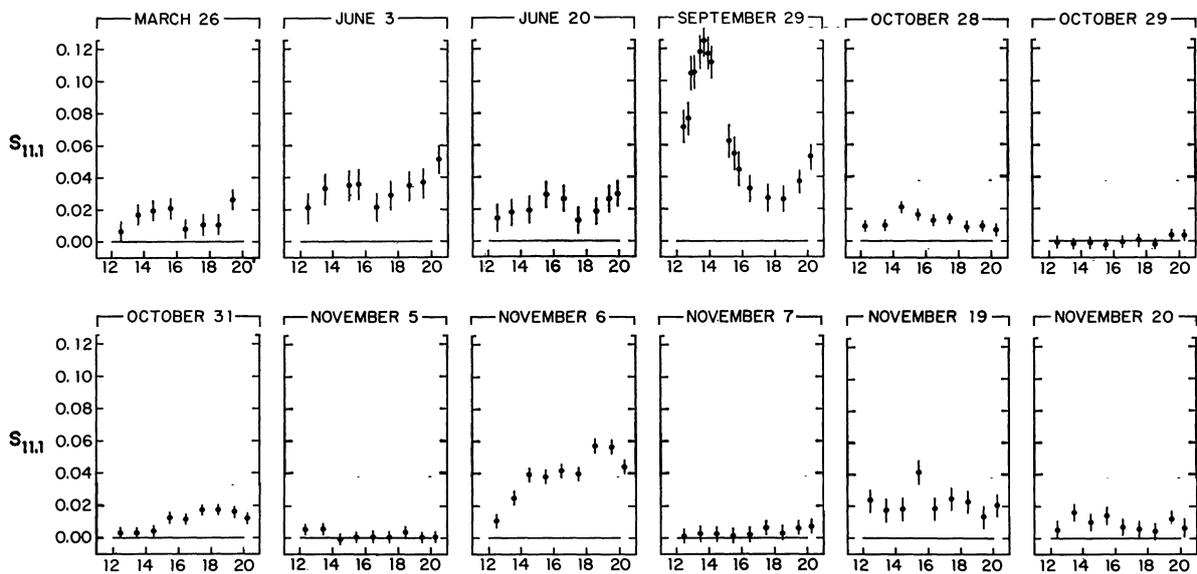


Adapté de HARRIES et al. (1967)

FIGURE i.1. – Variations du flux et du spectre X de Cen X-2 durant l'année 1967 dans la bande d'énergie 2 – 8 keV.

nouvelles sources en 1973 !

En parallèle, les premières observations radio d'une source X sont faites sur Sco X-1 à 5 GHz par ANDREW et PURTON (1968) et ABLES (1969). Les observations, faites à l'époque avec l'*Australian National Radio Observatory, Parkes, New South Wales*, sont les premières preuves d'un comportement de ces objets à de si grandes longueurs d'ondes. D'autres observations ont été effectuées par la suite sur d'autres sources X connues à l'époque (pour une revue de l'époque voir HJELLMING et WADE, 1971a). On peut voir en FIGURE i.2 l'évolution temporelle de la densité de flux radio en Jansky² à 11.1 cm, *i.e.* 2.7 GHz, pour la source Sco X-1.



Adapté de HJELLMING et WADE (1971b)

FIGURE i.2. – Flux radio en provenance de Sco X-1 pour plusieurs dates allant du 26 mars au 20 novembre de l'année 1970. En abscisse, l'heure d'observation dans la journée, en ordonnées le flux en Jansky à 11.1 cm.

2. Rappelons que $1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$.

Ce qui est intrigant n'est pas tant le flux radio observé, allant jusqu'à 0.13 Jy le 29 septembre, mais surtout les variations de ce flux. On observe des phases durant lesquelles un flux est détecté pendant plusieurs mois, du 26 mars au 28 octobre par exemple, puis s'éteignant brutalement le 29. D'autres phases, durant lesquelles aucun flux n'est détecté, semblent donner lieu à des flares³ importants, comme par exemple entre le 5 et le 7 novembre. Par ailleurs, les variations de flux radio semblent se produire sur des échelles de temps de l'ordre de quelques minutes, ce qui suggère que la zone émettrice de radio est plus petite que l'unité astronomique : *i.e.* une taille non résolue à cette distance de plusieurs centaines de parsecs. À l'époque, avec ces observations, HJELLMING et WADE (1971b) suggèrent que la source est une étoile produisant d'importants rayons X, autour de laquelle une atmosphère serait responsable de l'émission d'un rayonnement radio.

i.1.1 Des composantes optiques et radios

En 1968, inspiré par les travaux de SANDAGE et al. (1966), SHKLOVSKII suggère que la source de rayons X Sco X-1 est composée de :

[...] a neutron star forming a comparatively massive component of a close binary system.

SHKLOVSKII démontre dans ses travaux que la composante optique est trop faible pour être produite par la même source que les rayons X. Il développe par ailleurs l'idée d'un plasma stratifié, aux températures allant de 10^6 K à 5×10^8 K, situé autour de l'étoile à neutrons. Ce modèle sphérique est un premier pas vers les modèles de disques à température dépendant du rayon qui mettront quelques années encore à se construire (PRINGLE et REES, 1972 ; SHAKURA et SUNYAEV, 1973).

En 1972, on vient de découvrir que la source de rayons X Cyg X-1 est non résolue et est composée d'une étoile dont le spectre varie avec une période de 5.6 jours (WEBSTER et MURDIN, 1972 ; BOLTON, 1972). De plus, cette source rayonne à la fois en radio et en X (HJELLMING et WADE, 1971a). Cette année là, TANANBAUM et al. observent ce que l'on découvrira plus tard être une première transition spectrale sur Cyg X-1. Ils écrivent :

[...] we report on a remarkable transition which occurred during 1971 March and April. The average X-ray intensity in the 2 – 6 keV energy range decreased by about a factor of 4, the average X-ray intensity in the 10 – 20 keV band increased by a factor of 2, and a weak radio source suddenly appeared.

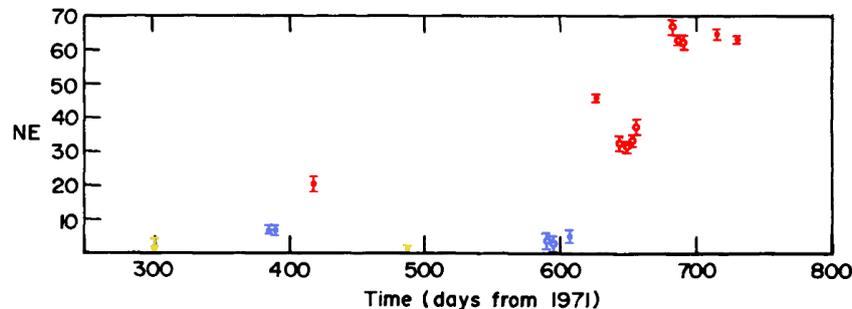
Non seulement une première transition spectrale est observée, mais un premier lien entre les rayons X, des composantes optiques et des flux radios vient d'être fait !

En 1973, dans une série de deux articles, MARKERT et al. (1973a) et MARKERT et al. (1973b) reportent la découverte de GX 339 – 4 : une nouvelle source ponctuelle de rayons X. Cette source montre, comme les précédentes, des variations de flux et de forme spectrale. Mais les variations spectrales y semblent d'autant plus importantes que celles des autres sources X, MARKERT et al. (1973b) écrivent :

The observations show intense high states, low states with spectra consistent with increased absorption, and off states, when no statistically significant signal is observed. The behavior is unlike that of any previously reported X-ray source.

3. Le traduction française est embrillancement ou éruption, mais j'utiliserai *flare* par abus de langage.

On peut voir en FIGURE i.3 une illustration des flux X de ces 3 états dans deux bandes de fréquences différentes.



Adapté de MARKERT et al. (1973b)

FIGURE i.3. – Nombre de coups X reçus par seconde provenant de la source GX 339 – 4 dans la bande 1 – 6 keV par le détecteur NE entre 1971 et 1973. En couleur, les états différents : jaune pour *off*, rouge pour *high* et bleu pour *low*.

Sur cette figure est représenté le nombre de coups par seconde dans la bande de fréquence 1 – 6 keV. On distingue 3 états différents. L'état *off*, comme son nom l'indique, correspond à un état durant lequel quasiment aucun photon X n'est reçu par le détecteur. On peut voir 2 illustrations de cet état un peu avant les jours 300 et 500, en jaune. L'état *low* correspond à un état durant lequel peu de photons sont reçus, moins de 10 coups par seconde. On peut en voir plusieurs observations un peu avant le jour 400 et autour du jour 600, en bleu. L'état *high*, lui, correspond à l'état le plus lumineux, durant lequel plus de 20 coups par seconde sont reçus. Ces états sont présents aux jours 400, puis plus loin entre les jours 600 et 800. On a donc ici 3 états spectraux bien différents : un état *high*, un état *low* et un état *off*.

Jusqu'ici, toutes les découvertes présentées sont uniquement observationnelles. Résumons les. Il existe plusieurs sources ponctuelles capables de produire des rayons X, associées à des compagnons stellaires, et accompagnées de rayonnement radio. On distingue 3 états caractéristiques, les états *high*, *low* et *off*. Par ailleurs, la variabilité des rayonnements radio et X suggère que les zones émettrices de ces composantes sont plus petites que l'unité astronomique.

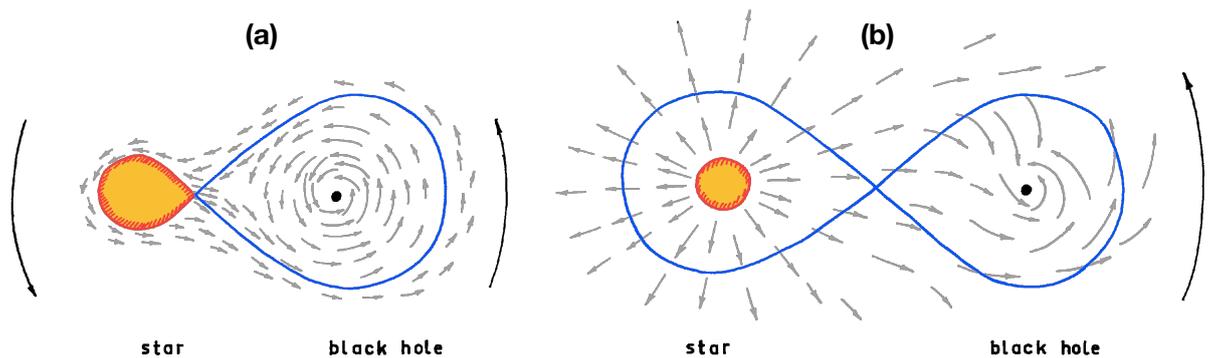
i.1.2 Premières prémices de modélisation

En même temps que les observations de ces sources X se multiplient, les explications théoriques se développent. MATSUOKA, ODA et OGAWARA (1966) imaginent déjà qu'un système binaire pourrait être la clé, mais ils n'envisagent que des systèmes binaires étoile - étoile. Dans la foulée, BURBIDGE (1967) s'appuie sur la présence d'une unique composante optique pour défendre l'idée d'une *old-nova*, i.e. un ancien système binaire étoile - naine blanche.

PRINGLE et REES (1972) et SHAKURA et SUNYAEV (1973) étudient l'idée que ces systèmes pourraient être des systèmes binaires composés d'une étoile et d'un objet compact⁴ : trou

4. Cette idée d'un système binaire composé d'un compagnon stellaire et d'une étoile à neutrons a par ailleurs déjà été avancée mais sans donner suite (CAMERON et MOCK, 1967; SHKLOVSKII, 1968).

noir ou étoile à neutrons. L'idée derrière est simple. À l'époque, on estime que $\sim 50\%$ des étoiles existent en système binaire (MARTYNOV, 1971). L'étoile la plus massive du système évoluant plus vite que son compagnon, si celle-ci est assez massive cela formera fatalement⁵ un système binaire composé d'une étoile et d'un objet compact. Basé sur les travaux de l'époque (ZEL'DOVICH et NOVIKOV, 1971), SHAKURA et SUNYAEV estiment que 10^6 à 10^8 systèmes binaires à trous noirs existent dans notre galaxie. Bien que leurs estimations soient surévaluées⁶, de tels systèmes binaires existent bel et bien. On peut voir la représentation que se faisait SHAKURA et SUNYAEV de ce système en FIGURE i.4, coloriée pour l'occasion.



Adapté de SHAKURA et SUNYAEV (1973)

FIGURE i.4. – Deux différents schémas d'une binaire X selon SHAKURA et SUNYAEV (1973). Ces schémas représentent un système composé d'une étoile (rouge et jaune) et d'un objet compact (noir). En bleu, les lobes de roche du trou noir et de l'étoile sont représentées (voir NOVIKOV et THORNE, 1973). Deux cas sont dessinés : le cas (a) lorsque le point de Lagrange L1 est situé à l'intérieur de l'étoile, le cas (b) lorsque ce n'est pas le cas.

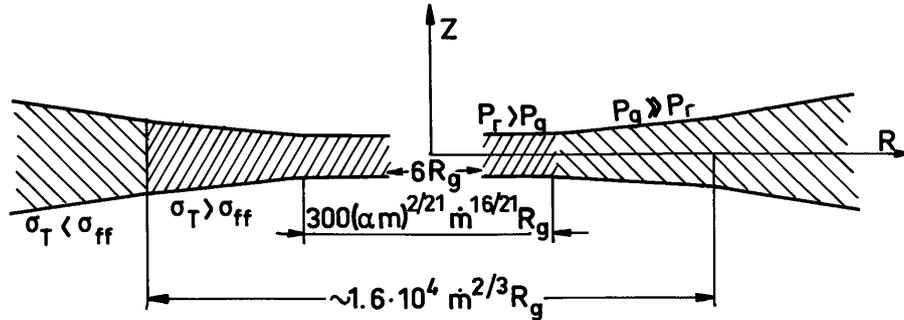
Dans ce type de système, la matière quittant l'étoile compagnon aura un moment cinétique non nul par rapport au trou noir, et se verra alors entrer en orbite autour de celui-ci (flèches grises). L'accumulation de matière crée alors un disque d'accrétion autour de l'objet compact (LYNDEN-BELL, 1969), et la perte de moment cinétique de la matière en rotation va alors provoquer l'accrétion de cette dernière : un disque d'accrétion se forme. Les processus responsables de l'accrétion seront compris bien plus tard (e.g., BLANDFORD et PAYNE, 1982; BALBUS et HAWLEY, 1991), mais SHAKURA et SUNYAEV avaient déjà compris que le champ magnétique et la friction joueraient un rôle important. En outre, en accrétant, la matière va convertir son énergie potentielle gravitationnelle en rayonnement. L'énergie potentielle gravitationnelle étant $P_{acc} \propto R_{in}^{-1}$, où R_{in} est le rayon minimal atteint par la matière, plus le disque s'étend dans les régions internes et plus d'énergie potentielle sera disponible. Dans le cas de disques autour d'objets compacts comme une étoile à neutrons ou un trou noir, les particules peuvent atteindre des températures supérieures au keV, nécessaires pour émettre en X dans les luminosités observées (éq (8) et (9) de PRINGLE et REES, 1972). On y est : les systèmes binaires à trou noir ou étoile à neutrons seraient des sources ponctuelles produisant

5. Évidemment, cela est vrai si le système reste lié.

6. Cette surestimation était notamment liée à leur hypothèse que les étoiles plus massives que $2M_{\odot}$, où M_{\odot} est la masse du soleil, finissent par former un trou noir. Des travaux plus récents suggèrent que la masse minimum initiale d'une étoile nécessaire à la formation d'une étoile à neutrons serait $M > 9M_{\odot}$, et $M > 25M_{\odot}$ pour un trou noir (HEGER et al., 2003; BEGELMAN et REES, 2010). Évidemment, le nombre d'étoiles plus massives que $25M_{\odot}$ est nettement moins important que celles plus massives que $2M_{\odot}$.

du rayonnement X. À partir de maintenant, j'appelle ces systèmes des **binaires X**.

Une illustration du disque d'accrétion du système autour de l'objet compact est montrée en FIGURE i.5.



Tiré de SHAKURA et SUNYAEV (1973)

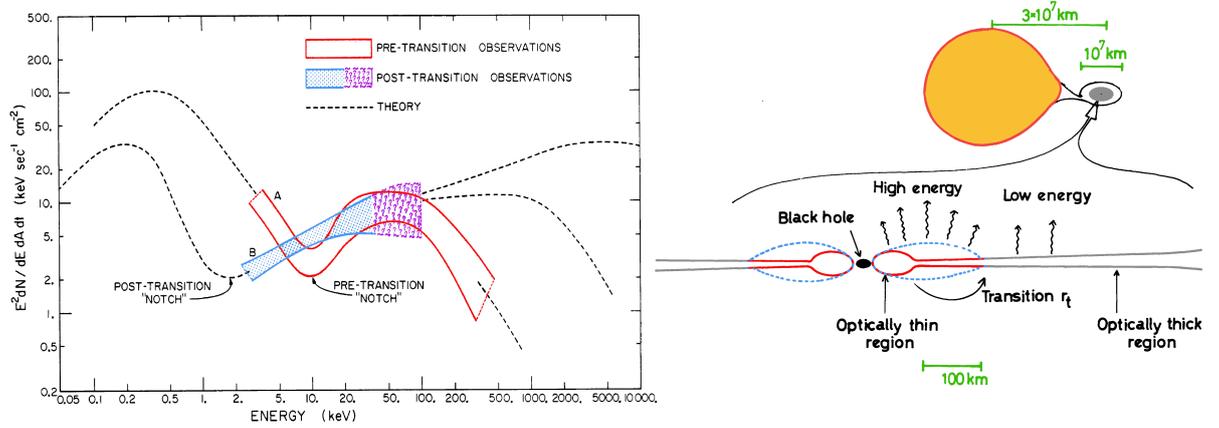
FIGURE i.5. – Illustration de la forme d'un disque d'accrétion autour d'un trou noir selon SHAKURA et SUNYAEV (1973). À gauche, le disque est séparé en 2 zones suivant quel régime d'opacité est dominant : le régime Thomson (σ_T) ou le régime free-free (σ_{ff}). À droite, le disque est là aussi séparé en deux zones suivant si la pression de rayonnement P_r ou la pression gazeuse P_g domine.

Sur cette figure, plusieurs zones différentes sont présentes. Le régime de pression est soit dominé par la pression de rayonnement (P_r) soit par la pression gazeuse (P_g), tandis que la section efficace dominante est soit Thomson σ_T soit free-free σ_{ff} . D'après les travaux de SHAKURA et SUNYAEV (1973), un disque dont les parties internes sont dominées par la pression de rayonnement ne sera pas au même équilibre thermique, et ne produira donc pas le même spectre, qu'un disque dont ces parties sont dominées par la pression gazeuse. Le même raisonnement s'applique pour les sections efficaces σ_T ou σ_{ff} . Ils ont aussi montré que deux paramètres influencent les positions respectives de ces zones : α et \dot{M} . Le premier traduit l'efficacité du disque à transporter le moment angulaire du disque : en d'autres termes, plus α est grand, plus le moment angulaire est éliminé rapidement, et plus la matière accrète. Ce paramètre sera directement lié à la densité du disque plus tard. Le second est \dot{M} , le taux d'accrétion dans le disque. Il est directement lié à la quantité de matière dans le disque à tout moment. Ce modèle reste spéculatif et une comparaison avec les observations est encore nécessaire, mais on a d'ores et déjà une vision d'un disque séparé en 2 zones, qui est encore l'idée que l'on s'en fait à l'heure actuelle.

En 1975, THORNE et PRICE proposent une explication du comportement de Cyg X-1 lors de sa transition spectrale observée par TANANBAUM et al. (1972). La FIGURE i.6 reprend deux figures de la littérature de l'époque.

Sur la partie de gauche, on peut voir les 2 états spectraux de Cyg X-1 durant sa transition entre un état *high* (rouge) et un état *low* (bleu). Pour rappel, ces états sont nommés en fonction de leur flux de X mous, *i.e.* à 2 – 5 keV ici. Les parties noires de ces spectres sont spéculatives pour illustrer le propos. Encore une fois, l'idée est très simple. Le disque est séparé en 2 zones très différentes, séparées en un rayon de transition, que l'on appellera r_t . Du trou noir à r_t , l'équilibre vertical du disque est dominé par la pression de rayonnement, qui rend le disque optiquement mince et géométriquement épais (LIGHTMAN et EARDLEY, 1974). Dans

les parties externes, r plus grand que r_t , la pression gazeuse est maintenant dominante et le disque est optiquement épais et géométriquement mince (PRINGLE et REES, 1972; SHAKURA et SUNYAEV, 1973).



Adapté de THORNE et PRICE (1975) et ODA (1977)

FIGURE i.6. – À gauche, les spectres X dans les deux états observés durant sa transition de 1971 entre l'état *high* (rouge) et l'état *low* (bleu). En noir, les prédictions du modèle. Les parties roses remplies de "?" symbolisent les observations insuffisamment fiables (voir THORNE et PRICE, 1975). À droite, une vue schématique du disque d'accrétion décomposé en 2 parties : une zone optiquement épaisse à l'extérieur et une zone optiquement mince à l'intérieur, séparées par un rayon de transition différent selon les configurations (ODA, 1977).

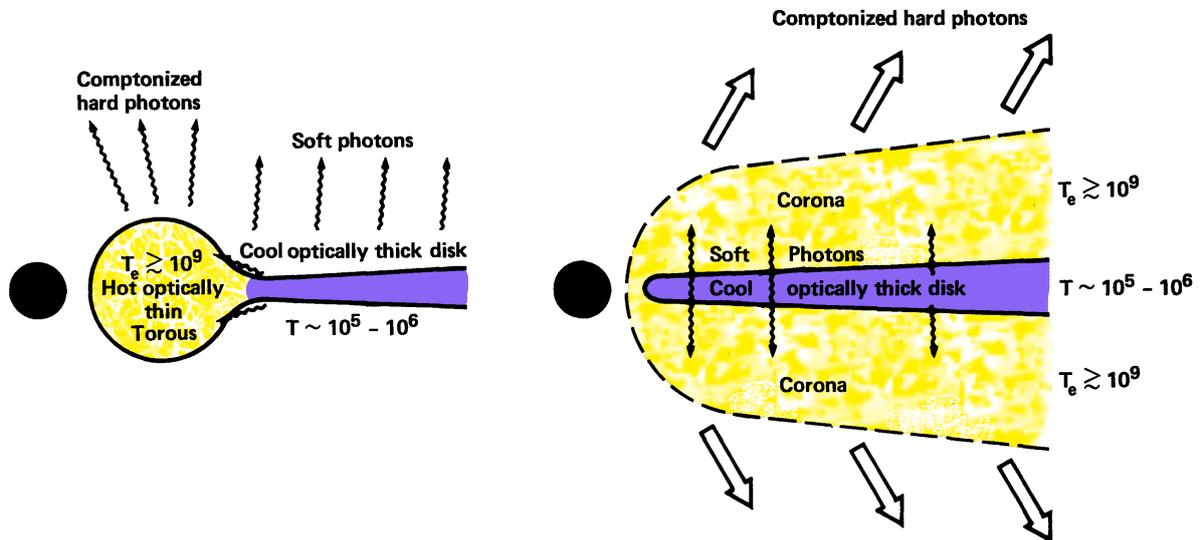
Spectralement parlant, la partie optiquement épaisse produirait un spectre de disque multicolore dont la température maximale est liée au rayon le plus interne, en r_t ; tandis que la partie optiquement mince produirait un spectre à plus haute énergie, dont la forme est certainement en loi de puissance. La présence d'une transition entre ces deux zones impliquerait nécessairement un effet spectral visible, appelée *notch* (échancre), qui n'est autre que le point d'inflexion dans le spectre (FIGURE i.6, gauche). Les variations de ce rayon de transition r_t déplaceraient le *notch* du spectre de la zone indétectable ($E < 2$ keV) à la zone détectable ($E > 2$ keV) pendant la transition *high* \rightarrow *low*.

Dans leur modèle, en revanche, le processus responsable des variations de r_t (*i.e.* à la transition entre ces deux régimes) n'est pas clair encore :

In the context of the standard model, the 1971 transition might have been caused by a change in any of several variables - e.g., the time-averaged accretion rate, the average magnetic field strength, the turbulent viscosity, etc...

Des idées extrêmement intéressantes et clairement en avance sur leur temps. On verra que dans le futur, les variations de taux d'accrétion (e.g., ESIN, MCCLINTOCK et NARAYAN, 1997), de viscosité turbulente (e.g., LASOTA, NARAYAN et YI, 1996) et de puissance du champ magnétique (e.g., CONTOPOULOS et KAZANAS, 1998; FERREIRA et al., 2006) seront toutes 3 employées pour expliquer les variations spectrales. On peut dire que THORNE et PRICE avaient de l'instinct.

Par la suite, tous les modèles développés jusqu'aux années 1990 ont tous en commun une des images illustrée en FIGURE i.7.



Adapté de LIANG et NOLAN (1984)

FIGURE i.7. – Schémas des deux modèles dominants dans les années 1970 – 1980. À gauche, une image d'un disque d'accrétion composé de deux disques différents, un disque optiquement épais et un disque optiquement mince, séparés en un rayon de transition. À droite, une image d'un disque froid s'étendant jusque dans les parties internes et entouré d'une atmosphère d'électrons chauds.

Par exemple, les modèles développés par SHAPIRO, LIGHTMAN et EARDLEY (1976), ICHIMARU (1977) ou ABRAMOWICZ, CALVANI et NOBILI (1980) ont tous la forme illustrée à gauche : un disque externe optiquement épais et géométriquement mince (SHAKURA et SUNYAEV, 1973), et un disque interne optiquement mince et géométriquement épais. La transition entre les deux disques étant plus ou moins brusque. À l'époque, on pense que c'est la domination de la pression de rayonnement dans les régions internes qui crée cette zone géométriquement épaisse (LIGHTMAN et EARDLEY, 1974).

D'autres auteurs ont proposé des modèles plus particuliers, imaginant que le rayonnement X de très haute énergie était produit par une atmosphère d'électrons située au dessus du disque (e.g., LIANG et PRICE, 1977; GALEEV, ROSNER et VAIANA, 1979; HAMEURY, KING et LASOTA, 1986), comme illustré à droite. Certaines équipes ont même tenté des modèles d'accrétion sphériques (e.g., MESZAROS, 1975), mais ces modèles n'ont pas vraiment donné suite.

En outre, le manque de contraintes observationnelles limitera tous ces modèles pendant plusieurs dizaines d'années. Revenons alors aux observations.

I.2 ÉTAT DE L'ART OBSERVATIONNEL

Jusqu'à maintenant, on a observé de multiples sources X associées à des systèmes binaires. Ces systèmes binaires sont composés d'une étoile et d'un objet compact : un trou noir ou une étoile à neutrons. Par différents mécanismes possibles (voir FIGURE i.4), de la matière en provenance de l'étoile accrète sur l'objet compact en formant un disque d'accrétion (voir FIGURE i.5).

Ces systèmes binaires, appelés binaires X, montrent la capacité surprenante d'avoir des formes spectrales très différentes : un état *high* et un état *low*, correspondant à l'importance du flux de X mous, et un état *off*, durant lequel l'objet est à peine détectable en X (voir FIGURE i.3). On peut voir un état *high* (rouge) et un état *low* (bleu) dans le cas de Cyg X-1 en FIGURE i.6.

À partir de maintenant, on quitte l'aspect historique et on va voir quelles sont les contraintes observationnelles actuelles, puis les différentes tentatives de modélisation.

i.2.1 Les contraintes observationnelles actuelles

Aujourd'hui, une unification de toutes les observations a été faite. Bien que plusieurs objets ont des comportements différents (comme GRS 1915 + 105 par exemple), l'immense majorité des binaires X suit l'évolution que l'on va décrire ici.

On sait désormais que les binaires X sont des systèmes plus complexes qu'une simple étoile orbitant autour d'un objet compact. On peut en voir une vue d'artiste en FIGURE i.8.

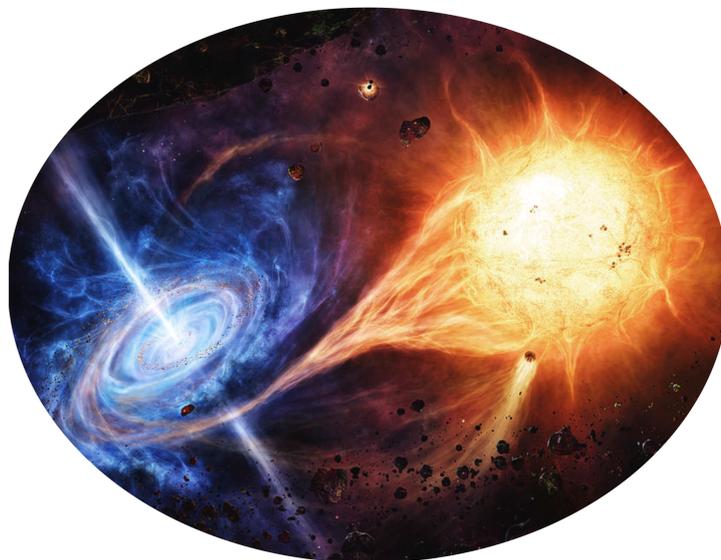
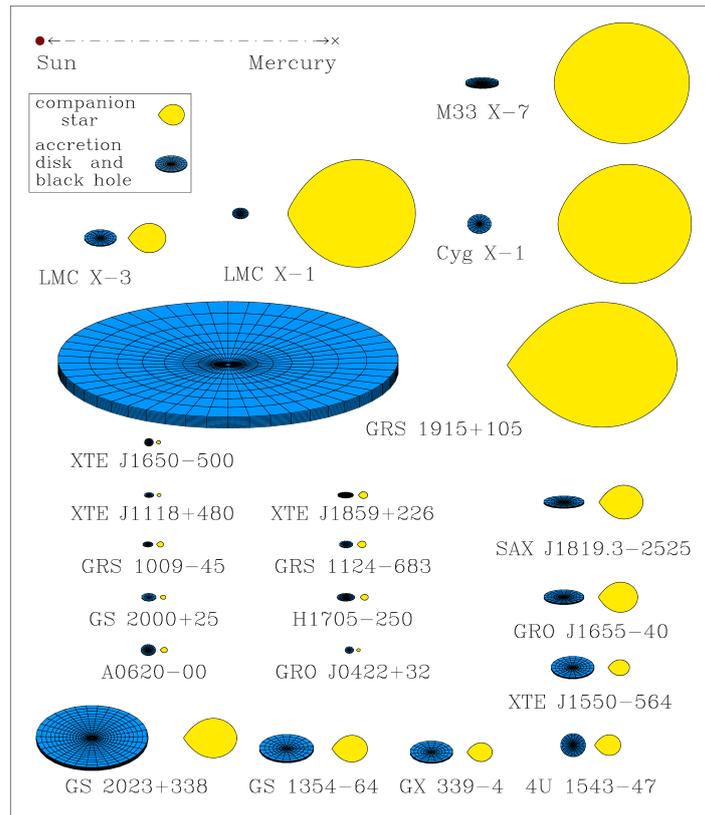


FIGURE i.8. – Vue d'artiste d'une binaire X.

Sur cette image, on observe donc l'étoile compagnon (jaune), dont la matière accrète sous forme d'un disque d'accrétion (bleu) autour de l'objet compact central. En plus de cela, on observe 2 jets extrêmement collimatés provenant des régions internes du disque. Ces jets ont été découverts en 1992 par MIRABEL et al., qui démontrent que les composantes radio obser-

vées dans les binaires sont en fait associées à des jets puissants⁷. On savait déjà à l'époque que le rayonnement synchrotron des particules dans les jets de noyaux actifs de galaxie peut produire ce rayonnement (BLANDFORD et KÖNIGL, 1979).

En FIGURE i.9 sont représentées 21 binaires X à trou noir connues en 2011 (McCLINTOCK et al., 2011).



Adapté de McCLINTOCK et al. (2011)

FIGURE i.9. – Illustration de 21 binaires X à trous noirs connues en 2011. La distance Terre-Mercure (0.4 a.u.) est indiquée en haut. Les étoiles sont toutes représentées en jaune et les disques en bleu. L'orientation du disque indique l'inclinaison du système.

Sur cette figure, on peut voir la taille typique des différents systèmes, et on comprend très bien pourquoi on n'a aucune résolution spatiale des binaires X, tant les systèmes observés sont minuscules. C'est particulièrement flagrant lorsque l'on compare leur taille à l'orbite de Mercure, représentée sur la figure.

Voilà pour la vision globale. On comprend désormais d'où proviennent les rayonnements X (parties internes du disque⁸), radio (jets) et optique (compagnon et parties externes du disque). En revanche, cela n'explique encore pas du tout le comportement des objets.

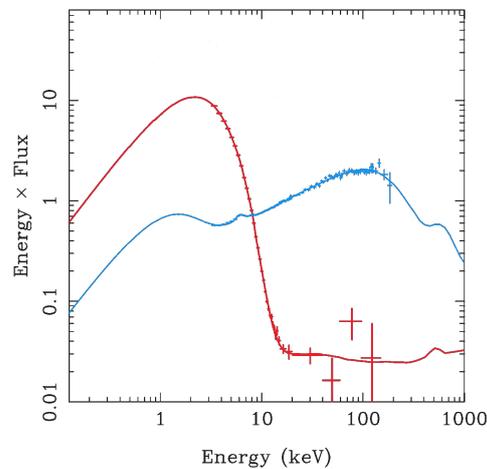
7. FOMALONT et GELDZAHLER (1991) avaient déjà étudié la possibilité que les zones étendues émettant en radio proche d'une autre binaire soient des jets, mais le manque de contraintes sur cet objet les a menés à une conclusion erronée. Ils écrivaient : *Such a radio source is unlikely to be associated with the Galactic object, Sco X-1.*

8. Certaines études sur les jets ont démontré que leur base pourraient être responsable d'une part non négligeable du rayonnement X (e.g., MARKOFF, FALCKE et FENDER, 2001 ; MARKOFF et al., 2003 ; MARKOFF, NOWAK et

Propriétés spectrales en X

Les binaires X peuvent se trouver dans 3 états spectraux distincts.

Le premier état est appelé *Quiescent* (Q). Dans cet état, le spectre X est à peine détectable par nos instruments (REMILLARD et McCLINTOCK, 2006). En radio par contre, un spectre est observé, suggérant la présence de jets. Les binaires X passent la majeure partie de leur temps dans cet état où rien ne semble se produire, parfois pendant plusieurs années voire dizaines d’années comme V404 Cyg (pour une revue récente, voir TETARENKO et al., 2016). La matière de l’étoile accrète lentement sur le trou noir via le disque d’accrétion. Puis, pour des raisons pas tout à fait maîtrisées encore, la luminosité X de l’objet va augmenter brusquement de plusieurs ordres de grandeurs en quelques jours/semaines. Durant ces périodes, appelées sursauts (*outbursts*), une binaire X va parcourir les autres états.



Adapté de ZHANG (2013)

FIGURE i.10. – Spectres observés de GRO J1655-40 durant son sursaut de 2005.

Le second état, appelé *hard* (H), est le plus animé. Les binaires X passent une petite partie de leur temps dans cet état lors d’un sursaut, au début et à la fin pendant typiquement plusieurs semaines. Dans cet état, le spectre X est dominé par les parties X dures, *i.e.* au delà de 5 – 10 keV. On peut voir en FIGURE i.10 la forme typique d’un spectre *hard* en bleu : dominé par une loi de puissance à haute énergie 10 – 100 keV, dont l’indice spectral se situe autour de $\Gamma \simeq 1.4 - 1.8$. En plus de cette forme spectrale que l’on retrouve dans les sursauts de toutes les binaires X, le flux radio est plus important que dans l’état quiescent. Comme si l’augmentation en luminosité radio X était liée à la luminosité X, ce dont on se convaincra plus tard (FIGURE i.13).

Le troisième et dernier état, appelé *soft* (S), est le plus long état d’un sursaut. Cet état vient entre les deux phases *hard* d’un sursaut, et peut durer plusieurs mois. Durant cette phase, Le spectre est dominé par la composante de disque multi-couleur, de température typique $k_B T_{bb} \sim 1$ keV. Une composante haute énergie est aussi détectable durant l’état *soft* au delà de quelques keV, appelée *hard-tail* (NOLAN et al., 1982 ; McCONNELL et al., 2002 ; REMILLARD et McCLINTOCK, 2006). On pense aujourd’hui que cette composante est créée par une population non thermique d’électrons (e.g., GALEEV, ROSNER et VAIANA, 1979 ; GIERLIŃSKI et al.,

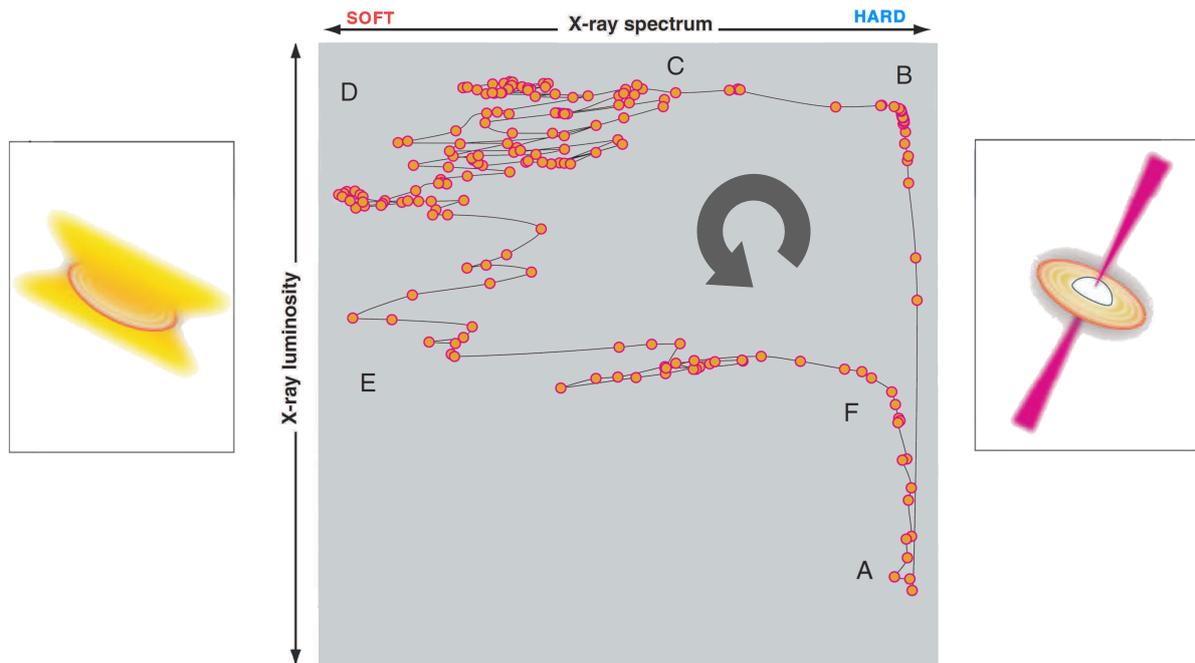
WILMS, 2005), mais des études plus récentes ont montré que ce rayonnement ne pouvait être significatif qu’en état *Quiescent* (e.g., RUSSELL et al., 2013).

1999), c'est pourquoi la plupart des modèles que l'on verra plus tard ne la discutent pas. Son flux représente typiquement 1 à 10% du flux 3 – 20 keV (REMILLARD et McCLINTOCK, 2006), et son indice spectral n'est pas très contraint $\Gamma \in [2, 3]$. Par ailleurs, les états *soft* ne sont pas accompagnés de luminosité radio, suggérant alors que les jets ont disparu dans l'état *soft* (FENDER, BELLONI et GALLO, 2004; FENDER, HOMAN et BELLONI, 2009).

L'évolution typique d'une binaire lors d'un sursaut est donc $Q \rightarrow H \rightarrow S \rightarrow H \rightarrow Q$.

Une hystérésis spectrale

En FIGURE i.11 est représenté un diagramme intensité duresité (HID) typique d'une binaire X lors d'un tel sursaut (HOMAN et al., 2001). Dans ce type de diagramme, on représente en ordonnée la luminosité observée dans une certaine bande de fréquence, typiquement $E \in [2, 20]$ keV. Puis, en abscisse, on calcule une duresité du spectre en comparant 2 bandes de fréquences, par exemple $E \in [2, 10]$ et $E \in [10, 20]$ keV. Les spectres *soft* ont une duresité moins importante que les spectres *hard*, du fait de leur flux important de X mous. On a donc dans ce type de diagramme des spectres *hard* sur la partie droite et des spectres *soft* sur la partie gauche. Un sursaut typique suivra donc la flèche pour dessiner une forme de q .



Adapté de FENDER et BELLONI (2012)

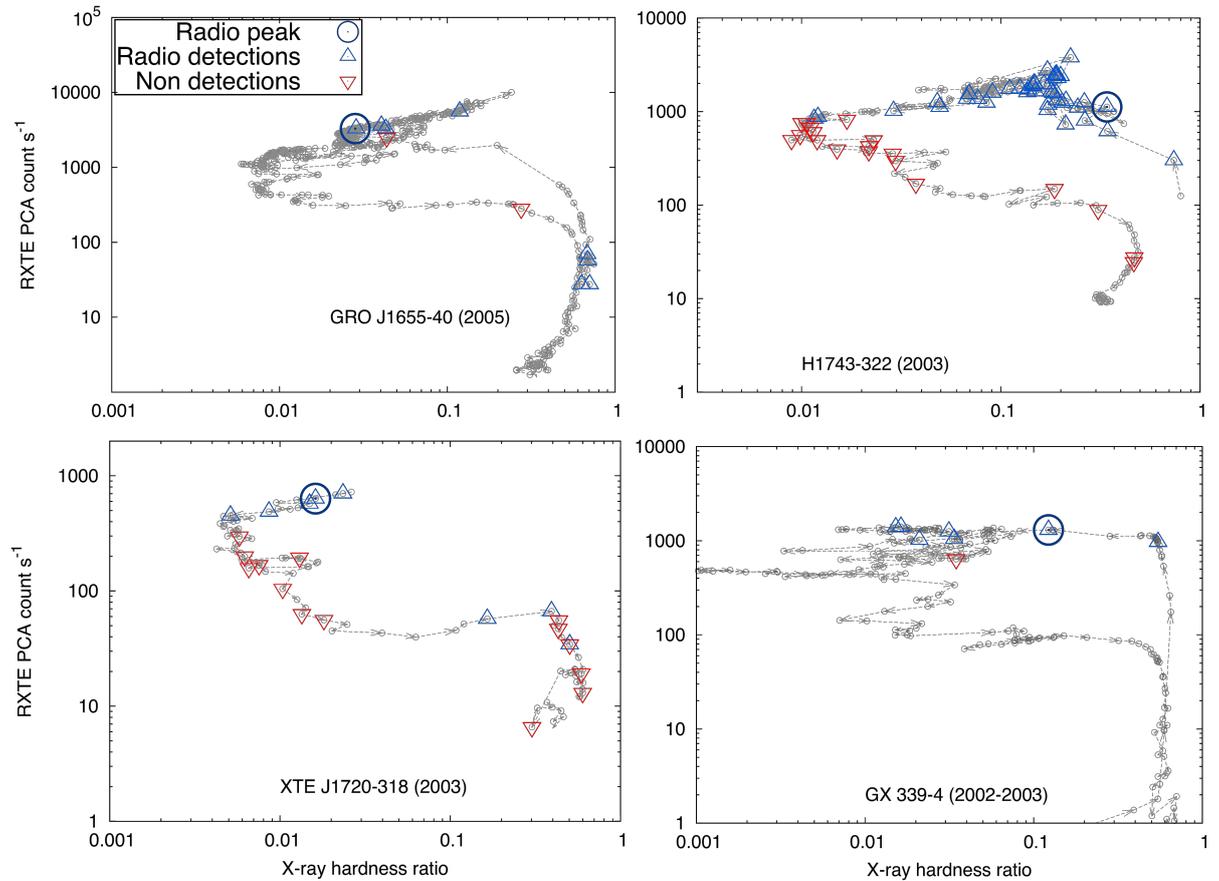
FIGURE i.11. – Hystérésis spectrale typique des binaires X représentée dans un HID (centre), et vue d'artiste de la forme attendue du système dans les états *hard* (droite) et *soft* (gauche).

Sur cette figure, on peut par ailleurs voir qu'à même luminosité, 2 états spectraux différents sont possibles : un état *hard* entre les points A et B et un état *soft* entre les points D et E. A priori, comme suggéré par ESIN, McCLINTOCK et NARAYAN (1997), si ces cycles ne sont produits que par l'évolution d'un unique paramètre (le taux d'accrétion), alors un phénomène d'hystérésis est observé. D'où le nom de *cycle d'hystérésis*. Mais rien ne certifie que ce comportement soit bien provoqué par un unique paramètre, et soit donc bien une hystérésis, comme on le verra plus tard dans la discussion sur les modèles. Cette évolution que

l'on vient de présenter est en fait tout à fait générique. Dans leur revue, DUNN et al. (2010) recensent 24 binaires X ayant ce comportement, TETARENKO et al. (2016) en recenseront près d'une cinquantaine 6 ans plus tard, combinant 132 sursauts !

Une hystérésis dynamique

En plus de l'hystérésis spectrale, on a aussi vu que les flux radios étaient importants dans l'état *hard* et inexistant dans l'état *soft*. On peut voir en FIGURE i.12 les HID de 4 sources différentes ainsi que les détections et non-détections radio associées.



Adapté de FENDER, HOMAN et BELLONI (2009)

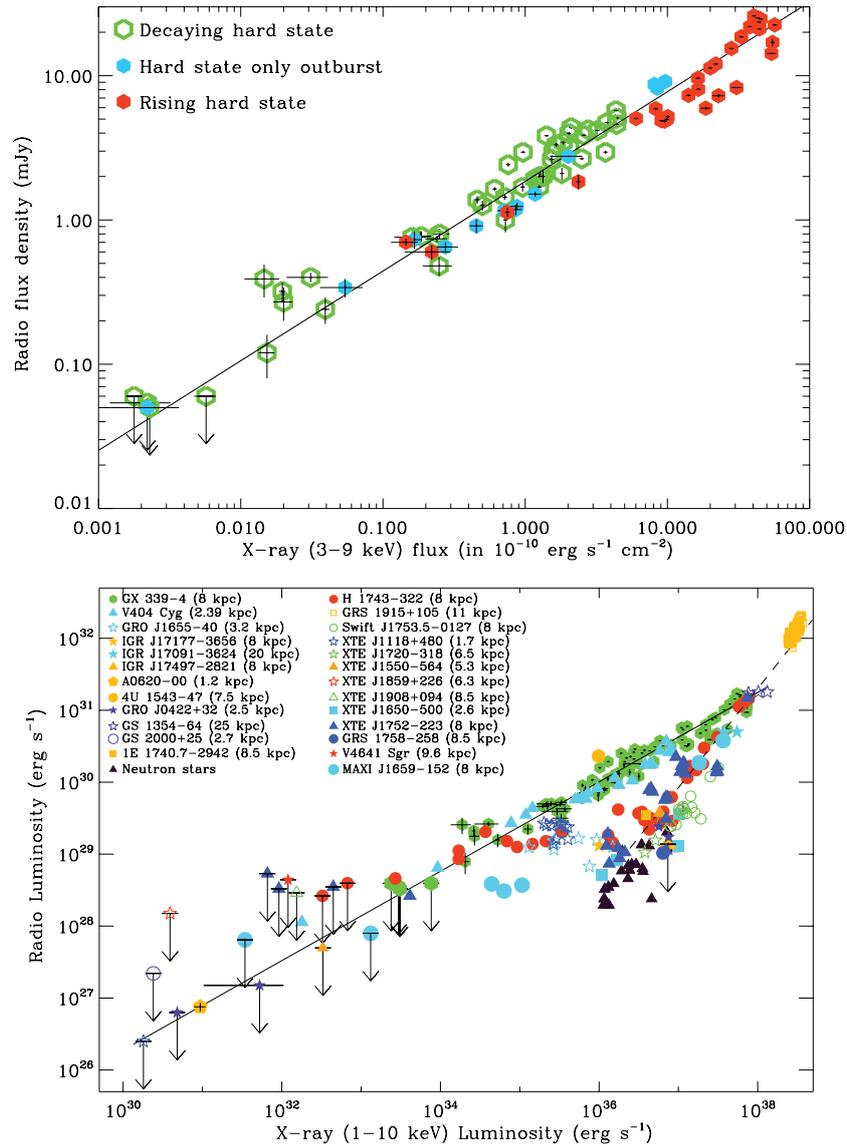
FIGURE i.12. – HID, détections (bleu) et non-détections (rouge) radios associées de 4 objets différents. Les observations X ont été effectuées avec le Proportional Counter Array (PCA) à bord de *Rossi X-ray Timing Explorer* (RXTE). La dureté (*hardness*) est définie comme le rapport des flux $L_{9.5-17\text{keV}}$ et $L_{2.-5.5\text{keV}}$, et le nombre de coups par seconde dans la bande 2 – 60 keV.

Sur cette figure, on voit 4 sursauts d'objets différents, mais surtout 4 sursauts de formes différentes. Le sursaut de GX 339 – 4 (en bas à droite) fait une belle forme de η tandis que les sursauts de H1743-322 ou GRO J1655-40 semblent suivre une forme plus arrondie. Sur ces 4 sursauts sont indiquées les détections (bleu) et non-détections (rouge) radio au cours de l'évolution. On observe 2 zones différentes : dans la montée (partie de droite) on a un rayonnement radio important, tandis que dans la descente (partie de gauche) aucun flux

n'est observé. C'est particulièrement visible sur le cycle de H1743-322, sur lequel on pourrait séparer les zones de détection et de non-détections, par une ligne que l'on pourrait appeler *jet-line* (FENDER, BELLONI et GALLO, 2004 ; FENDER, HOMAN et BELLONI, 2009).

On a donc, en plus de l'hystérésis spectrale, une potentielle hystérésis dynamique : les 2 états de même flux ne sont pas dans le même état dynamique !

Corrélation rayons X - radio



Tiré de CORBEL et al. (2013)

FIGURE i.13. – Corrélation rayons X - radio de 14 années d'observation de GX 339 – 4 (haut) et de multiples objets (bas). Ce diagramme représente la luminosité radio (8.6 GHz) en fonction des luminosités X (3 – 9 keV et 1 – 10 keV). Une droite est tracée pour montrer la corrélation $F_R \propto F_{3-9\text{keV}}^{0.62}$ à gauche et $L_R \propto L_{1-10\text{keV}}^{0.6}$ à droite.

On a déjà dit précédemment que la luminosité radio semblait augmenter avec la luminosité X. Pour s'en convaincre, CORBEL et al. (2013) ont utilisé les données d'états *hard* de plusieurs sursauts différents de GX 339 – 4 entre les années 1997 à 2011. Ils tracent, comme déjà fait par CORBEL et al. (2003), la luminosité radio (8.6 GHz) en fonction de la luminosité X (3 – 9 keV). On reporte en FIGURE i.13 deux de leurs figures.

Sur le panneau du haut, on peut voir que les états *hard* de tous les sursauts de GX 339 – 4 se trouvent sur une même droite. La corrélation entre la luminosité X et le flux radio y est remarquable sur 5 ordres de grandeurs ! Les raisons de cette loi de puissance $F_R \propto F_{3-9\text{keV}}^{0.62}$ restent par contre incomprises à l'heure actuelle, mais une telle corrélation démontre que les processus d'accrétion et d'éjection sont liés dans ces objets.

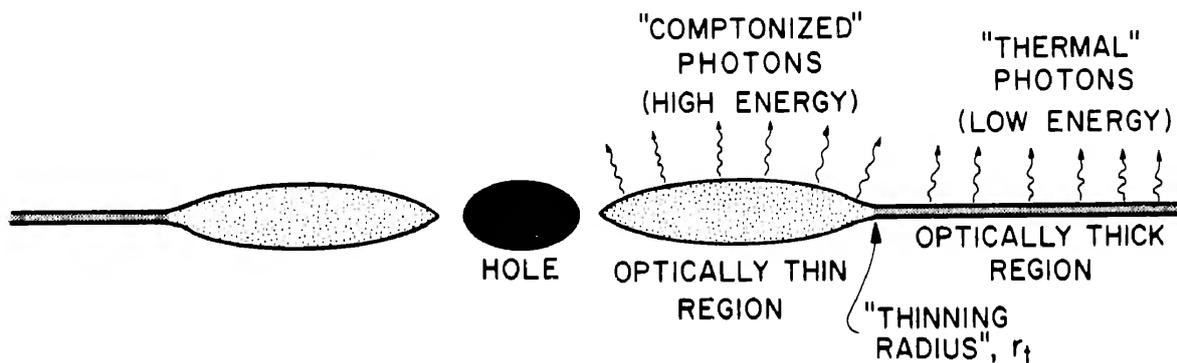
On peut par ailleurs noter que si la corrélation donne $F_R \propto F_{3-9\text{keV}}^{0.62}$, en séparant les phases de montée et de descente on trouve $F_R^{(\text{montée})} \propto F_{3-9\text{keV}}^{0.66}$ et $F_R^{(\text{descente})} \propto F_{3-9\text{keV}}^{0.56}$. Cela suggère une possible différence de comportement entre les phases de montée et de descente.

Sur le panneau du bas, on peut voir la même corrélation incluant de nombreuses binaires X connues à l'époque. On peut voir que la corrélation semble fonctionner pour la majeure partie des objets, suivant le comportement $L_R \propto L_{1-10\text{keV}}^{0.6}$. Par ailleurs, certains objets semblent suivre une autre corrélation $L_R \propto L_{1-10\text{keV}}^{1.4}$, comme par exemple les étoiles à neutrons en triangle noir. Ces objets sont appelés *outliers*. Certains objets plus particuliers tels que H1743-322 (ronds rouge) ou XTE J1752-223 (triangles violet) semblent suivre la première corrélation pour les faibles luminosités, puis la seconde pour les fortes luminosités. Là encore, une des possibilités serait que les comportements lors des phases de montée et de descente soient différents. C'est une question ouverte.

En outre, on peut déduire de ce panneau une autre information intéressante sur les jets. Si l'on compare les ordres de grandeurs, on peut voir ici que la luminosité radio est entre 10^4 et 10^7 fois plus petite que la luminosité X. Si l'on considère que la puissance des jets est de l'ordre de grandeur de la puissance d'accrétion (e.g., BLANDFORD et PAYNE, 1982 ; FERREIRA, 1997), on observe alors qu'une part infime de la puissance de ces jets est émise en radio. Cela peut vouloir dire 2 choses : soit la majeure partie du rayonnement des jets est libérée ailleurs, soit les jets sont peu efficaces à rayonner leur énergie. En réalité, c'est certainement un mélange des deux. Il semble que les jets produisent des spectres plats rayonnant jusqu'à l'infrarouge (e.g., RUSSELL et al., 2013 ; KOLJONEN et al., 2015), et que les études sur les jets suggèrent aussi que l'efficacité radiative des jets (i.e. le rapport entre énergie rayonnée et énergie cinétique) serait extrêmement faible (MALZAC, MERLONI et FABIAN, 2004).

I.3 MODÉLISATION PAR DES DISQUES NON MAGNÉTISÉS

En terme de modélisation, il semble que tout le monde s'accorde aujourd'hui sur l'image d'un disque froid externe, s'étendant jusqu'à un rayon de transition r_t , qui, dans les parties internes, prend la forme d'un disque chaud. Les variations du rayon de transition seraient responsables des changements d'états. Cette vision est confirmée par plusieurs contraintes observationnelles, non détaillées dans cette introduction : température du disque, oscillations quasi-périodiques, raie du Fer, etc... (voir par exemple DONE, GIERLIŃSKI et KUBOTA, 2007).



Tiré de THORNE et PRICE (1975)

FIGURE i.14. – Illustration de la forme d'un disque d'accrétion selon THORNE et PRICE (1975). Au centre le trou noir, dans les parties internes une région optiquement mince et dans les parties externes une région optiquement épaisse.

Le modèle universel du SAD

Aujourd'hui, tous le monde s'entend pour dire que le disque froid externe est un disque SHAKURA et SUNYAEV (1973) (DONE, GIERLIŃSKI et KUBOTA, 2007), appelé Standard Accretion Disk (SAD) ou parfois Shakura-Sunyaev Disk (SSD). Dans ce disque, la matière accrète via la turbulence, comme présenté plus tôt, paramétrisée par un paramètre α .

Par contre, les propriétés de la zone interne sont encore en discussion. C'est cette zone qui diffère dans les modèles, et que l'on va discuter dans la suite. Bien que de nombreux auteurs utilisent l'appellation *corona* pour parler de cette zone, l'ambiguïté de ce nom me fait utiliser l'appellation *flot d'accrétion chaud* ou *disque d'accrétion chaud*. On a donc un disque d'accrétion froid dans les parties externes et un disque d'accrétion chaud dans les parties internes, séparés en un rayon r_t .

La question alors, est de savoir comment construire un flot d'accrétion chaud dans les parties internes du disque d'accrétion, et le maintenir à des luminosités suffisantes pour reproduire les cycles.

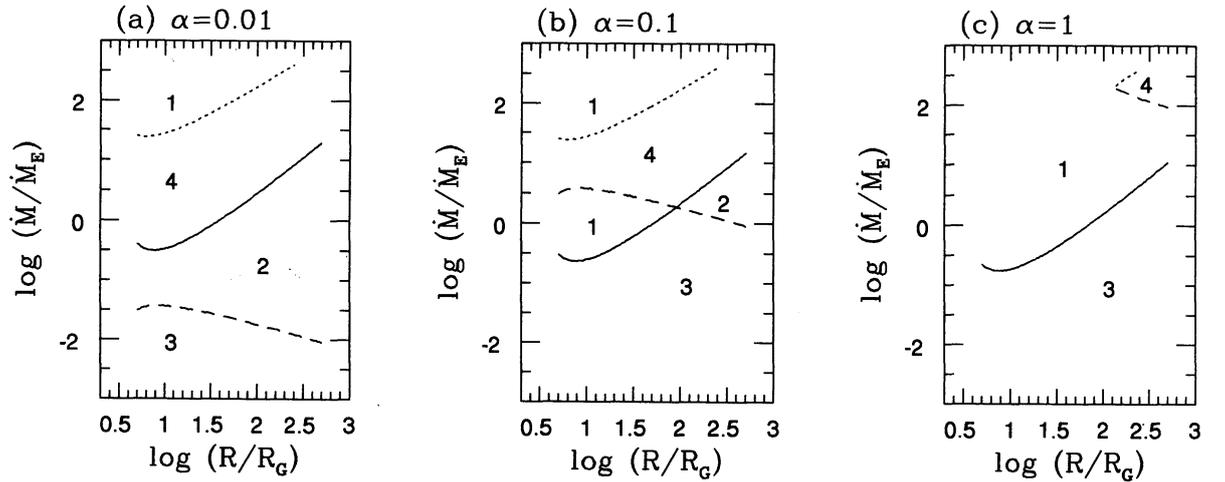
i.3.1 Le modèle historique de l'ADAF

Dans leurs modèles initiaux, SHAKURA et SUNYAEV (1973) puis LYNDEN-BELL et PRINGLE (1974) imaginent que le disque rayonne toute son énergie disponible : la turbulence dans le

disque, paramétrisée par $\alpha \ll 1$, convertie le potentiel gravitationnel en rayonnement. Mais, leurs solutions sont limités à un régime géométriquement mince et optiquement épais. Afin que le disque soit géométriquement épais et optiquement mince dans les régions internes, il faut donc un nouveau type de solution.

Dans les années 1980, une nouvelle solution est explorée : la solution slim (e.g., ABRAMOWICZ, CALVANI et NOBILI, 1980; ABRAMOWICZ et al., 1988). Mais cette solution n'est disponible qu'à très fort taux d'accrétion, donc à très haute luminosité $L > 0.3L_{Edd}$, et ne correspond pas aux états *hard* observés (mauvais cut-off car températures trop faible). Par contre, un des intérêts de cette solution est de ne pas être à l'équilibre entre l'énergie rayonnée et l'énergie d'accrétion $q_{rad} = q_+$, mais d'être à un autre équilibre incluant les termes d'advection de la matière $q_+ = q_{adv} + q_{rad}$. Dans ces solutions, le rayonnement ne suffit pas à refroidir le disque, qui gonfle jusqu'à ce que les termes d'advection de la matière puissent être capables de le refroidir. Pour des questions de simplicité, je parlerai simplement de l'advection par la suite, en incluant tous les termes que cela engendre dans ce mot générique.

En 1994, NARAYAN et YI se placent dans un disque turbulent au sens de SHAKURA et SUNYAEV (1973) ($\alpha > 0$), mais en paramétrisent l'advection à l'aide d'un facteur $f = q_{adv}/q_+$. Ce paramètre f mesure la part de l'advection dans le disque. Lorsque $f = 0$, on retrouve la solution radiativement efficace. Mais lorsque f croît, on peut avoir une solution radiativement non efficace, et donc potentiellement optiquement mince et géométriquement épaisse (ICHIMARU, 1977; REES et al., 1982). Cette solution, appelée ADAF pour *advection-dominated accretion flow* va être très vite développée comme la solution de référence (e.g., NARAYAN et YI, 1995a; NARAYAN et YI, 1995b; NARAYAN, 1996).



Tiré de CHEN et al. (1995)

FIGURE i.15. – Zone d'existence des solutions ADAF et SAD dans le plan $\dot{M} - R$, avec les normalisations usuelles $\dot{M}_E = L_{Edd}/c^2$ et $R_g = GM/c^2$, pour 3 valeurs de α différentes et avec une masse $M = 10M_\odot$. La solution ADAF n'est possible qu'aux zones (1) et (3), et la solutions SAD aux zones (2) et (3).

Dans la foulée, CHEN et al. (1995) étudient le domaine d'existence de cette solution avec un proxy analytique pour la valeur de f . On peut voir en FIGURE i.15 plusieurs espaces de solutions pour 3 valeurs de $\alpha \neq 0$ différentes. Le paramètre α étant lié à la vitesse d'accré-

tion dans le disque, et donc à sa densité, il est un paramètre important (voir équations du chapitre ii).

Sur cette figure, on peut voir la distribution de 4 zones différentes. En zone (1), la seule solution possible est un ADAF, tandis qu'en zone (2) seule la solution radiativement efficace (SAD) est possible. En zone (3), les deux solutions sont possibles alors qu'en zone (4) aucune solution stable n'est possible. On a donc des comportements très différents suivant la valeur de α . Pour reproduire les cycles observés, il faut être capable d'avoir des solutions reproduisant des spectres *soft* et *hard* aux luminosités auxquelles les cycles sont observés. L'histoire du système pourrait faire en sorte que l'on soit en solution ADAF dans la montée (*i.e.* en état *hard*) et en solution SAD dans la descente (*i.e.* en état *soft*). Les luminosités typiques de la zone d'hystérésis (*i.e.* du cycle) étant entre $L(\%L_{Edd}) \in [0.1, 30]$, il faut que la zone où deux solutions sont possibles, zone (3), s'étende sur des taux d'accrétion de l'ordre de $\dot{M}(\dot{M}_E) \in [10^{-2}, 3]$, avec $\dot{M}_E = L_{Edd}/c^2$. Le problème ici, c'est qu'aucune des valeurs de α ne le permet. À $\alpha = 1$, la solution ADAF est possible sur toute l'extension du disque, et donc un état *hard* est constructible. En revanche, la solution SAD n'est pas présente au dessus de $\log_{10}(\dot{M}/\dot{M}_{Edd}) > 0.5$, et les états *soft* ne sont donc pas reproductibles avec un α aussi grand et à de forts taux d'accrétions. Inversement, à $\alpha = 0.01$, c'est la solution ADAF qui n'est pas présente à fort taux d'accrétion. À $\alpha = 0.1$, la zone où les 2 solutions ADAF/SAD sont possibles est encore une fois trop basse, et on ne peut donc pas reproduire les deux solutions en même temps. Un unique α ne suffit pas.

On pourrait par ailleurs très bien s'en sortir avec $\alpha = \alpha(t)$, mais comment le justifier ?

ABRAMOWICZ et al. (1995) représentent le taux d'accrétion de la solution en fonction de $\alpha\Sigma$, où Σ est la densité de surface. $\alpha\Sigma$ est un proxy pour l'épaisseur optique du disque. On peut voir en FIGURE i.16 une illustration de ce type de graphe adapté de YUAN et NARAYAN (2014).

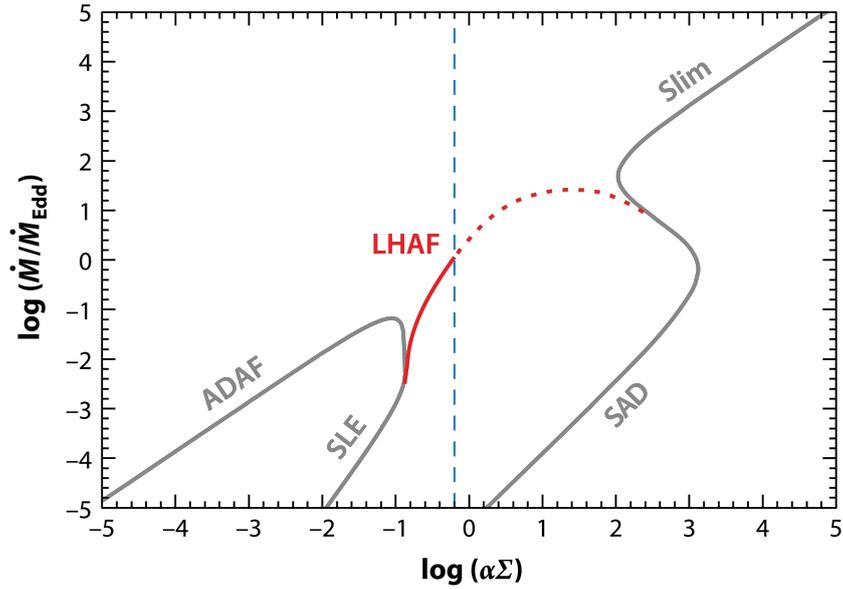
Sur cette figure, 4 différentes solutions sont tracées en gris. Ce sont les 4 solutions élaborées jusqu'alors. Dans l'ordre historique, le standard accretion disk (SAD, SHAKURA et SUNYAEV, 1973), la solution instable SLE (SHAPIRO, LIGHTMAN et EARDLEY, 1976), la solution slim (KATZ, 1977; BEGELMAN, 1979; ABRAMOWICZ et al., 1988) et la solution advection dominated accretion flow (ADAF, ICHIMARU, 1977; REES et al., 1982; NARAYAN et YI, 1994).

Sur cette image, où maintenant⁹ la normalisation est en $\dot{M}_{Edd} = 10L_{Edd}/c^2$, pour reproduire la luminosité des cycles il faut que les solutions ADAF et SAD soient toutes les deux possibles aux taux d'accrétion $\dot{M}(\dot{M}_{Edd}) \in [10^{-3}, 0.3]$. Clairement, ce n'est pas le cas ici, surtout car la solution ADAF n'est pas assez lumineuse.

Cette étude a mené à deux idées différentes.

La première c'est de rechercher de nouvelles solutions. On peut voir en rouge sur cette figure une solution développée au début des années 2000, appelée luminous hot accretion flow, ou LHAF (YUAN, 2001; YUAN, 2003). À l'époque, l'idée était de prolonger la solution ADAF à des luminosités plus élevées, tout en gardant le côté "advection-dominated". L'idée de YUAN est que le terme d'advection, qui jusque là était un terme de refroidissement du disque, peut être en réalité un terme de chauffage. On a donc un disque plus fin que l'ADAF, qui rayonne à des luminosités plus élevées. Cette solution, en apparence très dépendante des conditions aux limites (YUAN, 2001), ne suffira pas non plus à reproduire les états *hard* lumineux (Figure 1 de XIE et YUAN, 2012 ou Figure 2 de YUAN et NARAYAN, 2014).

9. Contrairement à la FIGURE i.15, où la normalisation était $\dot{M}_E = L_{Edd}/c^2$.



Adapté de YUAN et NARAYAN (2014)

FIGURE i.16. – Espace des solutions de disques α de YUAN et NARAYAN (2014) pour $M = 10M_{\odot}$, $R = 5R_g$ et $\alpha = 0.1$. Cet espace représente le taux d'accrétion normalisé en $\dot{M}_{Edd} = 10L_{Edd}/c^2$ en fonction de $\alpha\Sigma$, un proxy de l'épaisseur optique. En gris, les solutions connues dans les années 1990 et en rouge une solution découverte plus tard (voir texte). Une ligne verticale (pointillés bleus) est tracée pour illustrer la transition entre les solutions optiquement minces (gauche) et optiquement épaisses (droite).

La seconde est que l'espace des solutions puisse ne pas être le même lors de la montée que la descente, *i.e.* que l'on ait 2 valeurs de α par exemple. Je discute de cette solution dans le prochain paragraphe après avoir conclu sur l'ADAF.

Au final, après des années d'études, l'ADAF a permis de multiples avancées majeures. De nombreux travaux ont été effectués pour expliquer comment une transition entre un disque optiquement épais et dense (SAD) et un disque optiquement mince et peu dense (ADAF) (HONMA, 1996; ABRAMOWICZ, IGUMENSHCHEV et LASOTA, 1998; KATO et MANMOTO, 2000; GRACIA et al., 2003). D'autres travaux, tentant de lier la production de jets/vents au flot d'accrétion, ont permis le développement de nouvelles solutions comme l'ADIOS (*adiabatic inflow-outflow solution*, BLANDFORD et BEGELMAN, 1999). Par ailleurs, les solutions ADAF ont aussi donné du grain à moudre aux modèles d'évaporation des parties internes du disque (MEYER et MEYER-HOFMEISTER, 1994). Un scénario convaincant a même été développé par la suite par MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER (2005), basé sur les différentes irradiances produites par les spectres *hard* et *soft*. Le spectre *hard* permet au plasma d'être plus chaud lors de la condensation en un disque froid que le spectre *soft*, expliquant pourquoi la transition *hard* \rightarrow *soft* est plus haute que la transition *soft* \rightarrow *hard* (voir MEYER-HOFMEISTER et MEYER, 2014, pour une revue récente).

Mais tous ces modèles reposent sur l'existence de l'ADAF, qui pose 3 problèmes majeurs à ce jour.

Dans leurs travaux, ESIN, McCLINTOCK et NARAYAN (1997) avaient déjà anticipé ces problèmes des solutions ADAF. D’abord, ces solutions n’existent que jusqu’à un taux d’accrétion critique qui dépend notamment de la viscosité turbulente dans le disque (SHAKURA et SUNYAEV, 1973), $\dot{M}_{crit} \sim 13\alpha^2 L_{Edd}/c^2$. Pour des valeurs de α inférieures à 1, ce qui semble être le cas (BALBUS et HAWLEY, 1991; HAWLEY et BALBUS, 2002; KING, PRINGLE et LIVIO, 2007; PENNA et al., 2013; pour une revue récente, voir section 3.2. de YUAN et NARAYAN, 2014), les états *hard* de haute luminosité sont inatteignables. Ensuite, elle dépend de l’hypothèse selon laquelle la majeure partie de l’énergie dissipée est captée par les ions (SHAPIRO, LIGHTMAN et EARDLEY, 1976), un facteur $\delta = 1/2000$ pour les électrons et un facteur $1 - \delta$ pour les ions. Cette hypothèse est importante car les températures des ions et des électrons doivent être différentes pour permettre une efficacité radiative faible. Si cette hypothèse s’avère erronée, la solution ADAF n’est plus pertinente (voir discussion dans BLANDFORD et BEGELMAN, 1999). En 2014, YUAN et NARAYAN discutent eux-mêmes de cette seconde hypothèse qui ne tient plus, car les observations et la théorie suggèrent $\delta = 0.1 - 0.5$ (e.g., BISNOVATYI-KOGAN et LOVELACE, 1997; QUATAERT et GRUZINOV, 1999; YUAN, QUATAERT et NARAYAN, 2003; LEHE, PARRISH et QUATAERT, 2009; YU, YUAN et HO, 2011; LIU et WU, 2013). Enfin, si l’on accepte que les 2 problèmes précédents n’en sont pas, la solution ADAF produit des spectres à des taux d’accrétion bien trop faibles pour atteindre les luminosités observées, et ont besoin d’une extension radiale bien trop importante (MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER, 2005, Fig. 2).

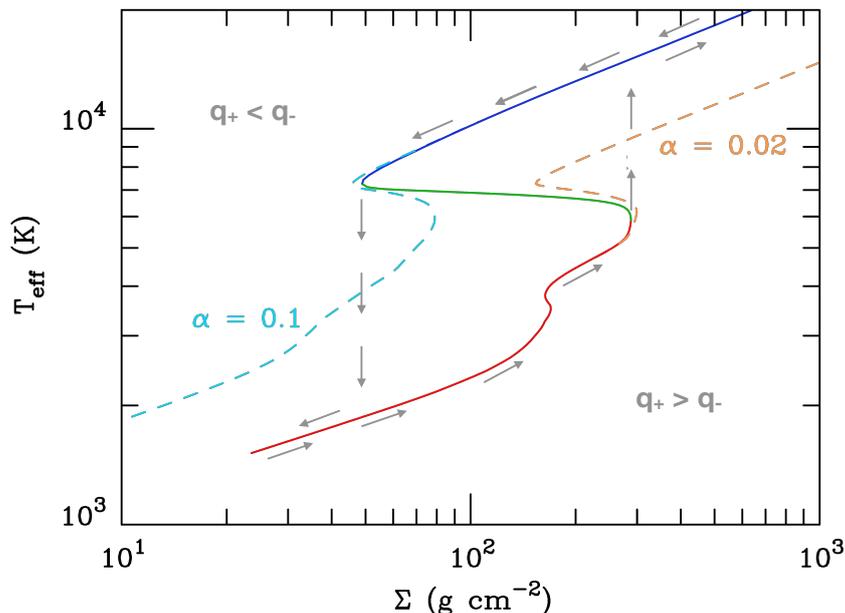
Par ailleurs, un des problèmes (le quatrième) dont on n’a pas encore parlé est la présence de jets dans l’état *hard* qui sont absents dans l’état *soft*. Dans le cas des ADAF, la production de jets était déléguée à des processus liés à l’ergosphère du trou noir, totalement décorrélée du disque (BLANDFORD et ZNAJEK, 1977). On reviendra sur ce point plus tard dans le cas d’autres modèles.

i.3.2 Le DIM

Comme vu dans la section précédente, l’utilisation de 2 valeurs de α pourrait *a priori* expliquer les cycles d’hystérésis. Dès le début, des similarités entre les variables cataclysmiques (CV) ou les novae naines (DN) et certaines binaires X ont été observées (VAN PARADIJS et VERBUNT, 1984) : des cycles spectraux entre solutions chaudes et froides sur des échelles de temps séculaires.

Le mécanisme du *disk instability model*, ou DIM, a été proposé pour expliquer le comportement des DN très tôt par OSAKI (1974). Cette instabilité fut comprise un peu plus tard (HŌSHI, 1979), et prit vraiment de l’essor dans les années 1980 (voir par exemple MEYER et MEYER-HOFMEISTER, 1981; SMAK, 1982; CANNIZZO, GHOSH et WHEELER, 1982; ou LASOTA, 2001 pour une revue complète de l’époque). Le DIM s’est très vite imposé comme le modèle de référence dans la communauté des DN et plus généralement des CV (e.g., HAMEURY et al., 1998; DUBUS, HAMEURY et LASOTA, 2001). Voyons le principe en quelques lignes à l’aide de la FIGURE i.17.

Sur cette FIGURE, on peut voir 2 courbes pointillées qui symbolisent les équilibres thermiques à des valeurs de α constantes, $\alpha = \alpha_{cold} = 0.02$ et $\alpha = \alpha_{hot} = 0.1$. Sur ces équilibres thermiques, on trace en traits pleins une courbe d’équilibre pour laquelle 2 valeurs diffé-



Adapté de LASOTA (2001)

FIGURE i.17. – Illustration du principe du DIM dans un plan $\Sigma - T_{eff}$, où Σ est la densité de surface et T_{eff} est la température effective. Chaque courbe symbolise l'équilibre thermique du disque. En pointillés, les courbes à valeurs constantes de α , $\alpha = \alpha_{cold} = 0.02$ en orange (droite) et $\alpha = \alpha_{hot} = 0.1$ en cyan (gauche). En traits pleins, une courbe à deux valeurs de α différentes, rouge pour la partie $\alpha = \alpha_{cold}$, en vert pour la partie instable et en bleu pour la partie $\alpha = \alpha_{hot}$. Cette courbe est calculée pour $R = 10^{10}$ cm et $M = 1.2M_{\odot}$.

rentes de α sont utilisées (SMAK, 1984), créant 3 zones différentes. Sur la branche verte, l'équilibre thermique est instable (FRANK, KING et RAINE, 2002). Sur les branches rouge et bleu, l'équilibre thermique est stable mais ne peut pas exister à toutes les densités de surface. Imaginons qu'à un instant t on se trouve en branche froide (rouge) avec une viscosité turbulente $\alpha = \alpha_{cold}$ et que la densité de surface augmente pour une raison qui n'a pas son importance ici (pour plus d'explications voir LASOTA, 2001). L'équilibre du disque va donc se déplacer sur la branche froide tant qu'elle est possible, *i.e.* jusqu'à $\Sigma_{max} = 2 \cdot 10^2 \text{g.cm}^{-2}$ ici. Puis, cette valeur n'étant plus disponible sur la branche froide, et que la densité de surface du disque varie sur des échelles de temps bien plus longues que l'équilibre thermique du disque, le système va chauffer à $\Sigma = \Sigma_{max}$ jusqu'à rejoindre une branche chaude (bleu), ici avec une différente valeur $\alpha = \alpha_{hot}$. Une fois sur cette branche, la densité surfacique peut continuer d'augmenter, ou diminuer. Elle ne pourra par contre pas être plus basse que $\Sigma_{min} = 5 \cdot 10^1 \text{g.cm}^{-2}$ en restant sur la branche chaude. Si la densité de surface diminue jusqu'à cette valeur, on retombe sur la branche froide et l'histoire recommence. On vient de décrire un cycle d'hystérésis (s'il n'est pas causé par un paramètre caché) entre un état ionisé et un état neutre ici.

En 1996, LASOTA, NARAYAN et YI suggèrent que le DIM pourrait expliquer les transitions spectrales des binaires X (MINESHIGE et WHEELER, 1989; HUANG et WHEELER, 1989). L'idée est que ce soit l'instabilité thermique du DIM qui provoque les changements de forme d'un disque dont les parties internes sont un ADAF et les parties externes un SAD. Dans ces travaux, le DIM est donc intimement lié à la possibilité d'avoir un ADAF dans les régions internes, dont on a déjà discuté les problèmes qu'il pose. Cette idée avait par ailleurs déjà

été proposée par HAMEURY, KING et LASOTA (1986), mais les rapides échelles de temps de variations des binaires X n'étaient pas cohérentes avec l'instabilité considérée dans leurs travaux (GONTITAKIS et HAMEURY, 1993).

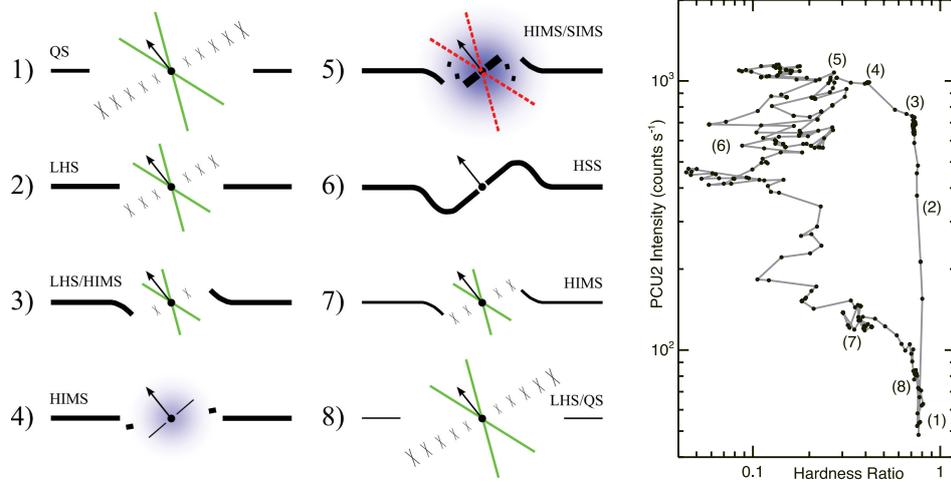
Dans la suite, plusieurs travaux ont démontré qu'une unification des cycles des DN et des binaires X était possible, mais le comportement bien plus complexe des binaires X restait inexplicable (e.g. DUBUS, HAMEURY et LASOTA, 2001). Puis CORIAT, FENDER et DUBUS (2012) se replongent dans ce modèle pour montrer qu'il y a une apparente cohérence entre les binaires X subissant des sursauts et une instabilité au sens du DIM (voir leur Figure 1). Plus récemment, HAMEURY et al. (2017) ont repris ces travaux d'unification. Dans leurs travaux, ils concluent que le DIM peut être utile dans le cas des binaires X, mais que le domaine d'existence de l'instabilité ne peut pas être directement responsable des variations spectrales lors des sursauts. En effet, cette instabilité se produit à des températures bien trop petites, et donc à des rayons bien trop grands, pour être observée en rayons X. Le DIM pourrait donc être à l'origine du sursaut lui-même, *i.e.* des variations externes du taux d'accrétion, mais pas des variations spectrales directement.

i.3.3 Mention spéciale

Avant de discuter des modèles usuels nécessitant la présence d'un champ magnétique, regardons un modèle alternatif dont les idées sont intéressantes. En 2014, NIXON et SALVESEN tentent d'expliquer les changements spectraux des binaires X à l'aide des effets Lense-Thirring (LENSE et THIRRING, 1918; NIXON et al., 2012; NIXON, KING et PRICE, 2013).

Dans leur modélisation, NIXON et SALVESEN suggèrent que chaque anneau dans le disque (*i.e.* rayon différent) puisse précesser de manière indépendante autour de l'objet central. Lorsqu'en un rayon la précession due aux effets Lense-Thirring a plus d'importance que la viscosité (turbulente) locale, le disque se gauchie (warp). Localement, le mécanisme dominant dépend de la rotation du trou noir (*i.e.* son spin, le même pour tout le monde évidemment), du rayon auquel on se trouve par rapport au trou noir, et de l'importance de la viscosité turbulente α . Dans leurs travaux, NIXON et SALVESEN mettent en évidence l'existence d'un rayon R_{tilt} à l'intérieur duquel à tous les anneaux (*i.e.* à tous les rayons) les effets Lense-Thirring dominant, ce qui va donc gauchir l'intégralité du disque de R_{tilt} à R_{ISCO} , la dernière orbite stable. Les variations de R_{tilt} , dépendant de α mais aussi de la hauteur du disque, seraient responsables des changements spectraux comme on peut le voir en FIGURE i.18.

Sur cette figure, sont représentées 8 différentes étapes de l'évolution d'une binaire X durant un sursaut. On peut donc suivre l'évolution temporelle du disque et imaginer quelle sera sa forme. Le scénario est extrêmement intéressant, mais présente plusieurs problèmes majeurs. D'abord, quel est le paramètre responsable de l'évolution? On imagine aisément que c'est le taux d'accrétion dans le disque, mais les raisons de l'hystérésis, *i.e.* la différence entre la phase 2 \rightarrow 3 et la phase 6 \rightarrow 7, ne sont pas évidentes. Ensuite, la production de jets n'est que peu discutée. On imagine que ces jets seraient produits par un processus BLANDFORD et ZNAJEK (1977), nécessitant alors la présence d'un champ magnétique important dans les régions internes. L'effet de ce champ magnétique sur le disque, ainsi que son inclinaison par rapport au disque devrait être discuté et prise en compte. Par ailleurs, la production ou non de jets BLANDFORD et ZNAJEK (1977) implique de faire appel à des processus d'advection et de diffusion du champ magnétique, encore une hypothèse (voir prochaine section). Enfin, le manque



Tiré de NIXON et SALVESEN (2014)

FIGURE i.18. – Illustration du modèle de NIXON et SALVESEN (2014). À gauche, la forme des régions internes du disque. Au centre de chaque image, le trou noir et son spin (flèche noire). Les lignes vertes symbolisent un jet persistant, alors que les pointillés rouges suggèrent un jet transitoire. Les courbes noires représentent le disque froid externe (SHAKURA et SUNYAEV, 1973), dont l'épaisseur est une représentation de la densité surfacique. La zone bleue représente une couronne chaude interne, et les croix grises la présence de gaz chaud et peu dense. À droite, l'évolution dans un HID observé de GX 339 – 4 durant son sursaut de 2002 – 2003.

d'observables fournies par la modélisation actuelle ne permet pas d'en dire plus. L'idée est très intéressante, mais nécessite de nombreuses hypothèses (voir NIXON et SALVESEN, 2014, section 2) et une réelle comparaison aux observations.

I.4 MODÉLISATION PAR DES DISQUES MAGNÉTISÉS

En même temps que les modèles sur l'ADAF se sont développés, plusieurs idées différentes ont émergé. Une des questions très importantes dont on n'a que peu parlé dans les modèles est la production des jets. Les observations suggèrent que des jets puissants, collimatés et potentiellement relativistes ($\Gamma \gtrsim 2$) sont produits dans l'état *hard* et disparaissent totalement dans l'état *soft*. Le mécanisme de production des jets doit donc être nécessairement lié au disque, puisqu'il est directement lié à son état spectral.

À ce jour, 2 processus de production de jets auto-confinés existent dans la littérature. Le premier, développé par BLANDFORD et ZNAJEK (1977) et appelé BZ dans la suite, nécessite un trou noir en rotation entraînant les lignes de champ d'un champ magnétique vertical important dans sa magnétosphère, et donc à son bord interne. Le second, développé par¹⁰ BLANDFORD et PAYNE (1982) et appelé BP, nécessite un disque en rotation traversé (threaded) par un champ magnétique vertical. Quoi qu'il en soit, on voit que Roger Blandford est impliqué (ce qui est peu surprenant), mais que surtout un champ magnétique vertical global est nécessaire. Regardons alors les modèles prenant en compte l'existence de ce champ magnétique dont la présence semble inévitable.

i.4.1 La dynamo / la batterie cosmique

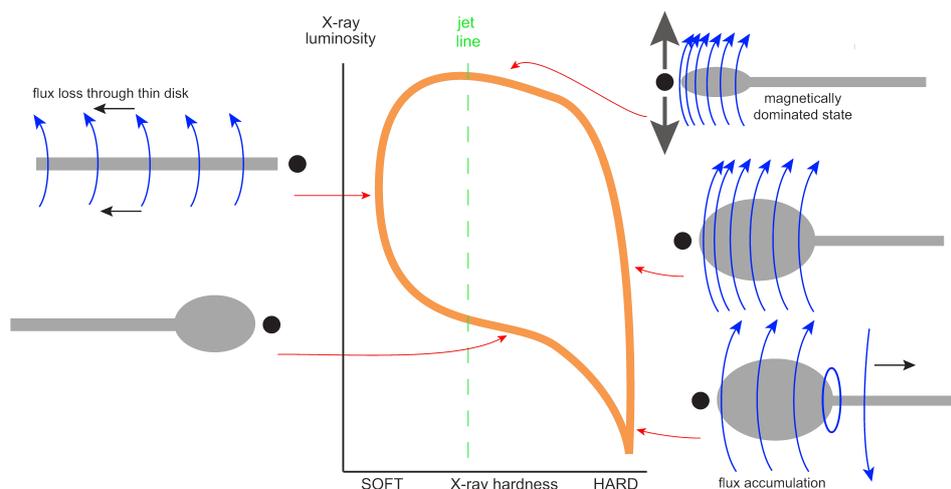
En 1998, CONTOPOULOS et KAZANAS suggèrent l'idée d'une batterie cosmique (*cosmic battery*). L'idée est que l'effet Poynting-Robertson (POYNTING, 1903) dans un disque optiquement mince et dominé par l'advection génère des courants azimutaux importants, créant alors un champ magnétique important. Ces travaux se rapprochent des idées proposées par MEIER (2001) ou LIVIO, PRINGLE et KING (2003) par exemple sur un effet dynamo dans le disque.

Basés sur cette idée d'un champ magnétique auto-généré, deux scénarios expliquant les cycles d'hystérésis ont été imaginés par BEGELMAN et ARMITAGE (2014) puis KYLAFIS et BELLONI (2015). Bien que le générateur ne soit pas strictement le même, les processus et le scénario sont similaires. L'effet dynamo se produirait à l'interface entre les deux flots d'accrétions, tandis que la batterie cosmique serait générée directement dans le flot interne. Les deux scénarios emploient l'appellation ADAF pour parler du flot d'accrétion chaud interne, ayant une très importante magnétisation. Ils ne prennent par contre pas en compte le couple magnétique produit dans le disque par ce fort champ (voir prochaine section).

En FIGURE i.19 je reprends une figure de BEGELMAN et ARMITAGE (2014) pour illustrer ces deux scénarios. Bien que dessinée pour l'effet dynamo, cette illustration permet aussi de comprendre le scénario imaginé par KYLAFIS et BELLONI (2015), en remplaçant *dynamo* par *batterie cosmique* dans la suite¹¹. Au début d'un sursaut, la luminosité augmente pour une raison encore inconnue. Plus la luminosité est importante, *i.e.* plus le taux d'accrétion est élevé, et plus la dynamo prend de l'importance. Du champ magnétique global est généré dans les parties internes et va permettre de produire des jets collimatés, BZ dans le cas de la dynamo et BP dans le cas de la batterie cosmique. Au moins une différence majeure. De plus, la forte importance du champ magnétique permet une accrétion plus efficace (α plus grand, voir,

10. Un lecteur curieux de ces sujets est aussi invité à lire CONTOPOULOS (1995) et LYNDEN-BELL (1996).

11. Je suis conscient que c'est quelque peu réducteur, mais les différences dans les scénarios sont difficilement palpables, tant les auteurs restent très généraux dans leur description.



Adapté de BEGELMAN et ARMITAGE (2014)

FIGURE 1.19. – Illustration des scénarios fondés sur la dynamo (BEGELMAN et ARMITAGE, 2014; KYLA-FIS et BELLONI, 2015). Au centre, un HID schématique inspiré de (FENDER, BELLONI et GALLO, 2004). Sur les bords, une schématisation de 5 états de l'évolution d'un sursaut. En bleu, des lignes de champs magnétiques sont tracées. Une ligne pour symboliser la fin de la détection des jets est aussi représentée en pointillés verts, la jet-line (FENDER, HOMAN et BELLONI, 2009).

e.g., HAWLEY, GAMMIE et BALBUS, 1995; BAI et STONE, 2013; SALVESEN et al., 2016), et donc de permettre des solutions ADAF à plus haute énergie. Une fois arrivée à de trop importants taux d'accrétion, produisant des luminosités quasi-Eddington, la solution ADAF ne tient plus et le disque s'effondre en solution mince (SHAKURA et SUNYAEV, 1973). Une fois dans l'état *soft*/thermique, le flux magnétique diffuse dans le disque mince jusqu'à l'extérieur. Lorsque le taux d'accrétion atteint un certain seuil, la solution mince de SHAKURA et SUNYAEV (1973) ne tient plus et on transite vers une solution ADAF dans les régions internes : on est revenu au point de départ.

Ces deux scénarios n'en sont encore aujourd'hui qu'au stade des idées, en tout cas pour les travaux publiés. Cela signifie qu'il n'y a non seulement aucun calcul¹², si ce n'est d'ordre de grandeur, mais aucune simulation démontrant la plausibilité du scénario. On a donc deux scénarios intéressants, mais pas encore autant détaillés que l'évaporation (MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER, 2005) ou le DIM (LASOTA, NARAYAN et YI, 1996; HAMEURY et al., 2017). De plus, ils reposent tous les deux sur des hypothèses importantes de fonctionnement d'un processus de génération du champ magnétique, qui n'est pas entièrement compris et maîtrisé à ce jour (SALVESEN et al., 2016; RIOLS et al., 2017). En outre, tous ces modèles nécessitent l'existence de l'ADAF, qui n'a rien d'évident au vu de ce qui a été dit précédemment, et qui ne permet pas non plus d'ailleurs d'atteindre les luminosités observées dans l'état *hard*, ni même d'expliquer les corrélations entre accrétion et éjection.

12. Des calculs ont été entrepris dans BEGELMAN, ARMITAGE et REYNOLDS (2015), mais sans suite pour le moment.

i.4.2 Les scénarios d'accrétion-éjection

Finalement, on en vient aux scénarios qui vont m'intéresser dans cette thèse. En partant du constat que les phénomènes d'accrétions (*i.e.* les spectres X) et les phénomènes d'éjections (*i.e.* les spectres radio) sont intimement liés dans l'évolution des binaires X, un scénario liant ces deux phénomènes ensemble paraît le plus naturel.

Un tel scénario a initialement été proposé par FERREIRA et al. (2006)¹³. Dans ce scénario, plutôt que la solution usuelle ADAF utilisée par les précédents modèles, le flot d'accrétion interne est un jet-emitting disk (JED, FERREIRA et PELLETIER, 1993a ; FERREIRA et PELLETIER, 1993b ; FERREIRA et PELLETIER, 1995 ; FERREIRA, 1997).

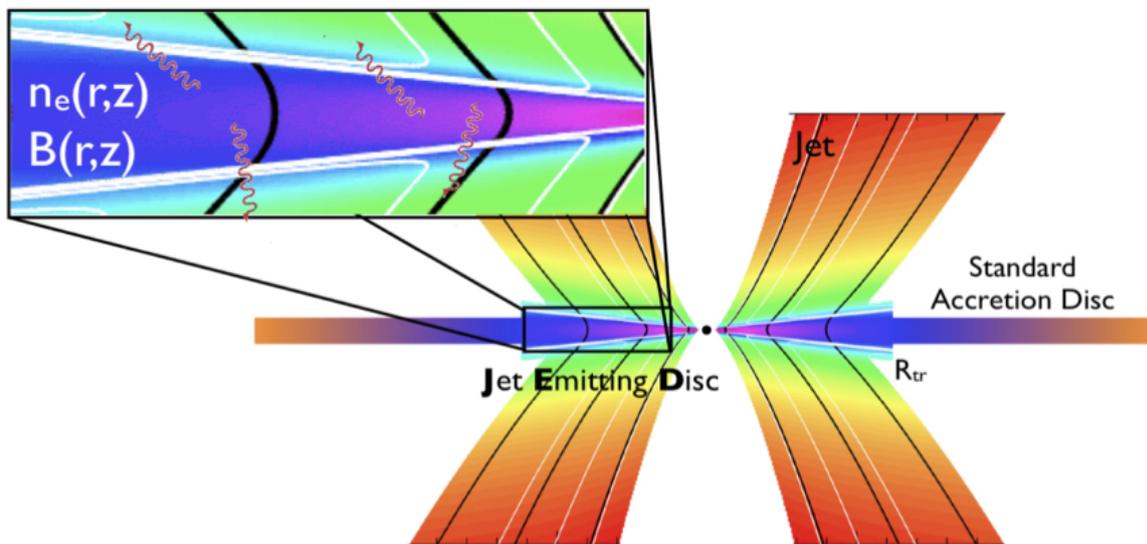


FIGURE i.20. – Illustration d'une solution de JED de FERREIRA et al. (2006). Dans les parties externes, un SAD, qui laisse place à un JED dans les parties internes en $R_{tr} = R_j$. En couleur la densité, du violet pour les parties les plus denses au rouge pour les parties les moins denses. En noir, les lignes de champ magnétique et en blanc le trajet suivi par les particules dans le disque puis dans les jets.

On peut voir en FIGURE i.20 la représentation d'une telle solution. Dans ce type de disque, des jets BLANDFORD et PAYNE (1982), ou BP, puissants sont produits et affectent énormément la structure globale du disque. Ces deux jets magnétisés créent un couple dans le disque qui accélère l'accrétion jusqu'à des vitesses supersoniques, *i.e.* simulant des valeurs équivalentes à $\alpha \sim 10$. Cette solution permet donc de diminuer la densité locale dans le disque, et donc de prolonger les solutions dominées par l'advection jusqu'à des luminosités qui pourraient atteindre les luminosités observées !

L'idée de FERREIRA et al. (2006) est similaire aux scénarios précédents : le disque interne est présent dans l'état *hard* et disparaît peu à peu lors de la transition vers l'état *soft*. La différence par contre, c'est la cohérence entre l'accrétion et l'éjection. Dans l'état *hard*, un JED s'étend dans les régions internes permettant donc la production de jets BP puissants. Dans

13. Un scénario similaire a été imaginé par CAO (2016), où la perte de moment cinétique dans des jets/vents permet d'obtenir des solutions ADAF à des taux d'accrétion plus élevées.

l'état *soft*, le JED interne est maintenant absent et on se retrouve désormais avec un SAD sur toute l'extention radiale du disque : aucun jet BP n'est produit. Par la suite, PETRUCCI et al. (2008) développent cette idée initiale de JED interne / SAD externe et proposent un scénario qui serait capable d'expliquer les changements d'états. Leur scénario est fondé sur l'idée que la solution de JED n'est possible que dans un domaine de magnétisation μ définie par $\mu = B_z^2 / 2P_{tot} \propto B_z^2 / \dot{m}$, où B_z^2 est le champ magnétique vertical global, P_{tot} est la somme des pressions de rayonnement et gazeuse, et \dot{m}_{in} le taux d'accrétion local. L'évolution spectrale est provoquée par les variations radiales et temporelles de μ , et donc de $B_z(r, t)$ et $\dot{m}(r, t)$. Le scénario présenté est plausible (pour plus de détails, voir Figure 1 de PETRUCCI et al., 2008), mais n'a pas été comparé aux observations encore.

La possibilité des solutions JED a été étudiée dans de nombreux articles et de multiples simulations numériques (e.g., CASSE et FERREIRA, 2000a ; CASSE et FERREIRA, 2000b ; CASSE et KEPPENS, 2002 ; CASSE et KEPPENS, 2004 ; ZANNI et al., 2007 ; TZEFERACOS et al., 2009 ; MURPHY, FERREIRA et ZANNI, 2010 ; STEPANOV et FENDT, 2016). De plus, une étude portant sur Cyg X-1 a été faite par PETRUCCI et al. (2010) dans le but de déterminer quels régimes de paramètres pour le JED pourraient être intéressants. Elle visait aussi à montrer que la solution JED avait les capacités de reproduire le comportement observé. Le scénario avancé en 2008 n'a pas non plus été mis à l'épreuve dans ce travail jusqu'à lors.

I.5 CONTEXTE ET OBJECTIFS DE LA THÈSE

C'est dans ce contexte que commence ma thèse en 2015. La communauté accepte lentement la possibilité que la solution ADAF puisse ne pas exister du tout, et au cours des dernières années les scénarios d'explication du comportement des binaires X utilisant des disques magnétisés ont fleuri.

En revanche, si toutes les observations semblent cohérentes avec la présence de deux flots d'accrétion différents séparés en un rayon de transition donné, comme l'avait suggéré THORNE et PRICE (1975), les modèles usuels ne semblent fournir aucune explication satisfaisante de l'évolution spectrale et dynamique des binaires X (YUAN et NARAYAN, 2014). Et c'est même pire que cela. Voici une liste de 5 questions majeures (ambitieuses) auxquelles personne n'a apporté de réponse au début de ma thèse, et auxquelles je me suis intéressé dès le début. On gardera en tête ces questions comme des objectifs :

1. Comment peut-on reproduire des états *hard* de haute luminosité, supérieure à $10\%L_{Edd}$?
2. Qu'est ce qui provoque les changements spectraux ? Variations de α , de μ , batterie cosmique, *etc...* ?
3. Qu'est ce qui produit/détruit les jets ?
4. Pourquoi et comment est-ce que les deux transitions, spectrales et dynamiques, sont reliées ?
5. Quel est le mécanisme qui initie et produit le cycle global ?

Naturellement, le choix du paradigme du JED-SAD de FERREIRA et al. (2006) impose directement que le point 4 soit vérifié. Qu'en est-il alors des autres questions ? Afin d'y répondre, le projet de ma thèse portera sur la création et l'utilisation d'un code permettant la résolution de l'équilibre thermique du disque des configurations imaginées par FERREIRA et al. (2006) : un JED interne s'étendant jusqu'à un rayon $r_J \geq r_{ISCO}$ (le rayon de la dernière orbite stable), et un SAD externe s'étendant jusque dans les rayons externes $r \gg r_J$. Les équations nécessaires à la compréhension ainsi que le développement de ce code sera fait dans les chapitres (ii) et (iii).

On cherchera ensuite à parcourir l'espace des paramètres dans un domaine dynamiquement cohérent avec les solutions de JED. Le but sera alors de déterminer si ces solutions de JED peuvent, ou non, reproduire les comportements spectraux observés. Les résultats de ces travaux sont présentés dans (MARCEL et al., 2018a) ainsi que dans le chapitre (iv).

Puis, on ajoutera dans les parties externes au JED un SAD, dont plusieurs effets vont impacter les solutions du JED interne. On essaiera par ailleurs de vérifier que les transitions spectrales et dynamiques sont bien cohérentes. Cette étude fastidieuse est présentée dans (MARCEL et al., 2018b) et dans le chapitre (v).

Dans un dernier temps, on tentera de reproduire l'évolution d'un sursaut de manière paramétrique. C'est à dire d'associer à chaque état spectral d'un sursaut une configuration dynamique : rayon de transition, taux d'accrétion, α , champ magnétique, *etc...* Cela est présenté pour la première fois dans le chapitre (vi), et sera soumis sous peu à publication.

On finira comme il se doit par les conclusions, les implications et les perspectives qu'a apporté ce travail de thèse.

 MODÈLES DE DISQUE D'ACCRÉTION

"What I cannot (re)create, I do not understand"

Richard P. Feynman

Lorsque l'on observe les binaires X, seule l'information spectrale nous parvient. L'absence de résolution spatiale est responsable de la méconnaissance que l'on a à ce jour de la structure des disques autour de la plupart des objets compacts : température, épaisseur, densité, magnétisation, *etc....* Ajoutez à cela l'absorption galactique, qui se trouve être la plus importante exactement dans les bandes de fréquences émettrices de ces disques d'objets compacts (DICKY et LOCKMAN, 1990), et il ne reste que très peu d'informations utiles.

Dans tout ce chapitre, je vais tenter de décrire simplement la structure de ces disques d'accrétions. Pour ce faire, en partant des équations de la MHD dans un disque axisymétrique, je vais présenter une paramétrisation permettant de décrire les flots d'accrétions usuels de la littérature.

Sommaire

II.1	Cadre théorique	32
II.1.1	Équations de la MHD	32
II.1.2	Conservation de l'impulsion verticale	34
II.1.3	Conservation du moment cinétique	36
II.1.4	Conservation de l'impulsion radiale	38
II.1.5	Conservation de la masse	38
II.1.6	Conservation de l'énergie	40
II.2	Résolution de l'équation d'énergie	41
II.2.1	Puissance d'accrétion	42
II.2.2	Interactions Coulombiennes	42
II.2.3	Advection	43
II.2.4	Rayonnement	44
II.2.5	Les différents types de disques	47
II.3	Configuration hybride de disques	48
II.3.1	Configuration globale et flots d'accrétions	49
II.3.2	Transition entre 2 disques	49
II.3.3	Résumé	50

II.1 CADRE THÉORIQUE

Lorsqu'ils sont observés, les disques d'accrétion en astrophysique apparaissent souvent évasés ou possédant des spirales. Dans le cas des binaires X, les parties émettrices du disque ont des temps dynamiques de l'ordre de la milliseconde. Bien qu'une asymétrie soit possible, due par exemple à des effets tels que le LENSE et THIRRING (1918), les temps de rotation des disques dans ces régions sont minuscules en comparaison aux observations. Les observations étant une moyenne temporelle de plusieurs kilo-secondes, *i.e.* de milliers d'orbites, l'asymétrie est totalement moyennée. Je suppose alors que le disque est axisymétrique, ce qui se traduit en $\partial/\partial\phi = 0$ en coordonnées cylindriques, et qu'il est en permanence dans un état stationnaire $\partial/\partial t = 0$.

Le disque est supposé être en rotation Keplerienne $\Omega(R) = \Omega_K(R) = \sqrt{GMR^{-3}}$ et dans un potentiel Newtonien, bien que des effets relativistes peuvent se faire ressentir dans les parties internes.

Dans un même temps, et bien que cette hypothèse soit forte, je ne tiens pas compte de la stratification verticale du disque. C'est clairement l'une des hypothèses les plus fortes et l'une des améliorations de l'étude par la suite.

La présence ou non d'un champ magnétique à grande échelle dans le disque d'accrétion reste une question ouverte dans le domaine des binaires X. Les observations de jets extrêmement collimatés paraissent cependant difficilement possibles sans la présence d'un champ magnétique à grande échelle dans le disque (BLANDFORD et KÖNIGL, 1979; LIVIO, 1999). La configuration magnétique pouvant avoir une influence très importante sur la structure thermique du disque, il faut donc en tenir compte. Je suppose alors que le disque est traversé par un champ magnétique global \vec{B} non nul, tel que $\vec{B} = B_z$ dans le plan du disque par symétrie.

ii.1.1 Équations de la MHD

En coordonnées cylindriques dans le repère $(\vec{e}_r, \vec{e}_\phi, \vec{e}_z)$, les équations générales de la magnéto-hydrodynamique dans un disque d'accrétion sont connues. Commençons d'abord par les équations de Maxwell.

→ Équation de conservation de la charge :

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot \vec{j}$$

où \vec{j} la densité volumique de courant et ρ^* la densité de charges. Cette équation peut se réduire en régime stationnaire à $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$.

→ **Équations du champ :**

$$\begin{aligned}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\vec{\nabla} \times \vec{E} \\ \vec{E} + \vec{u} \times \vec{B} &= \eta_m \vec{J} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\end{aligned}$$

où (\vec{B}, \vec{E}) est le champ électro-magnétique local et η_m est la résistivité. $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m est la permittivité diélectrique du vide, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m la perméabilité magnétique du vide.

En régime non relativiste, cette dernière équation équivaut à $\mu_0 \vec{J} = \vec{\nabla} \times \vec{B}$. En faisant l'hypothèse d'un disque mince et axisymétrique, on peut écrire le produit vectoriel entre \vec{J} et \vec{B} dont on se servira plus tard :

$$\vec{J} \times \vec{B} = \left[\frac{B_z}{\mu_0} \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{B_\phi}{\mu_0 r} \frac{\partial r B_\phi}{\partial r} \right] \vec{e}_r + \frac{B_z}{\mu_0} \frac{\partial B_\phi}{\partial z} \vec{e}_\phi - \left[\frac{B_\phi}{\mu_0} \frac{\partial B_\phi}{\partial z} + \frac{B_r}{\mu_0} \frac{\partial B_r}{\partial z} \right] \vec{e}_z$$

En combinant toutes les équations précédentes, il est possible d'obtenir une équation d'induction du champ magnétique et d'étudier la configuration magnétique. Une telle résolution de la dynamique de ces équations a déjà été effectuée (FERREIRA et PELLETIER, 1993a, et suite), mais en faisant plusieurs hypothèses fortes sur la structure thermique du disque, comme $P_{tot} = P_{gaz}$. Nous allons donc utiliser ces travaux pour contraindre maintenant la structure thermique du disque justement. Les équations de conservation de la charge, de la loi d'Ohm et de Maxwell ne seront donc plus utilisées directement ici.

Dans la suite, nous allons utiliser les équations générales de la physique des disques pour paramétriser le problème de manière simple. Leur résolution dans un disque mince et Newtonien implique plusieurs hypothèses que l'on utilisera en temps voulu. En partant des équations de bases des disques non magnétisés, nous allons ajouter les termes magnétiques. Tout ce qui suit sera donc valable dans un disque non magnétisé en enlevant les termes **bleu**, et dans un disque magnétisé, appelé *jet-emitting disk* (JED, voir FERREIRA et PELLETIER, 1995) en prenant en compte ces composantes.

→ **Équation de conservation de la masse :**

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{ii.1})$$

où $\rho(r, z)$ est la densité et $\vec{u}(r, z)$ sa vitesse, telle que $|u_\phi| \gg |u_r| \gg |u_z|$ dans un disque d'accrétion.

→ **Équation d'état :**

$$P_{tot} = n_e k_B T_e + n_i k_B T_i + P_{rad} = \rho c_s^2 \quad (\text{ii.2})$$

où P_{tot} est la pression totale, n_e , n_i et $\rho = n_i m_i + n_e m_e$ les densités, k_B la constante de Boltzmann, P_{rad} la pression de radiation et c_s la vitesse du son.

→ **Équation de conservation de l'impulsion :**

$$\frac{\partial \rho \vec{u}}{\partial t} + \rho (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\rho \vec{\nabla} \Phi_G - \vec{\nabla} P + \vec{J} \times \vec{B} + \vec{\nabla} \cdot \vec{T} \quad (\text{ii.3})$$

où $\Phi_G(r, z)$ est le potentiel gravitationnel de l'objet central, $P_{tot}(r, z)$ est la pression totale, $\vec{J}(r, z)$ la densité de courant, $\vec{B}(r, z)$ le champ magnétique local et \vec{T} le tenseur des contraintes locales dans le fluide.

Le gradient du potentiel gravitationnel dans un disque mince ($z < r$) a pour expression :

$$\vec{\nabla} \Phi_G(r, z) = \frac{r \Omega_K^2}{(1 + (z/r)^2)^{3/2}} \vec{e}_r + \frac{z \Omega_K^2}{(1 + (z/r)^2)^{3/2}} \vec{e}_z \simeq r \Omega_K^2 \vec{e}_r + z \Omega_K^2 \vec{e}_z$$

Le tenseur des contraintes de pressions dans le fluide peut se résumer très simplement à ses composantes $T_{r,\phi} = T_{\phi,r}$ (SHAKURA et SUNYAEV, 1973; BALBUS, 2003). Composante qui sera détaillée plus loin.

→ **Équation de conservation de l'énergie totale :**

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (U \vec{u} + \vec{F}_{rad}) + P \vec{\nabla} \cdot \vec{u} = (\vec{T} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} + \eta_m \vec{J}^2 \quad (\text{ii.4})$$

où $U = U_{gaz} + U_{rad}$ est l'énergie interne totale, \vec{F}_{rad} le flux radiatif (bolométrique), $P_{tot} = P_{gaz} + P_{rad}$ la pression totale et η_m la résistivité Ohmique du milieu.

ii.1.2 Conservation de l'impulsion verticale

Reprenons l'équation de l'impulsion, équation (ii.3), projetée sur \vec{e}_z :

$$\rho \left(u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = -\rho z \Omega_K^2 - \frac{\partial P_{tot}}{\partial z} + (\vec{J} \times \vec{B})_z + 0 \quad (\text{ii.5})$$

ou encore, après reorganisation et car la vitesse Keplerienne $R \Omega_K$ est nettement supérieure aux composantes u_r et u_z ,

$$-\frac{\partial P_{tot}}{\partial z} = \rho z \Omega_K^2 + \left(\frac{B_\phi}{\mu_0} \frac{\partial B_\phi}{\partial z} + \frac{B_r}{\mu_0} \frac{\partial B_r}{\partial z} \right)$$

J'intègre cette équation sur la hauteur H_1 du disque, que l'on définit par l'équilibre isotherme $\rho(r, z) = \rho_0(r) \exp(-z^2/2H_1^2)$. En supposant que P_{H_1} est négligeable par rapport à P_0 , on obtient :

$$\begin{aligned} - \int_0^{H_1} \frac{\partial P}{\partial z} dz &= \int_0^{H_1} \Omega_K^2 \rho z dz + \int_0^{H_1} \left(\frac{B_\phi}{\mu_0} \frac{\partial B_\phi}{\partial z} + \frac{B_r}{\mu_0} \frac{\partial B_r}{\partial z} \right) dz \\ \Leftrightarrow P_0 &= \rho_0 \Omega_K^2 H_1^2 + \frac{1}{2\mu_0} (B_{\phi,+}^2 + B_{r,+}^2) \end{aligned}$$

où $\rho_0 = \rho(r, 0)$ et $u_{r,0}$ sont la densité et la vitesse dans le plan du disque. $B_{r,+}$ et $B_{\phi,+}$ sont les champs radiaux et azimutaux à la surface du disque ($z = H_1$), très grands devant les composantes dans le plan du disque $B_r(0)^2 + B_\phi(0)^2 \ll B_{\phi,+}^2 + B_{r,+}^2$. En d'autres termes, le champ dans le plan du disque est vertical $B \sim B_z$, mais ce n'est plus le cas en surface.

Par l'équation d'état, $P_0 = \rho_0 c_s^2$, où c_s est la vitesse du son dans le plasma. Si l'on néglige le champ magnétique dans le disque, on peut alors obtenir une autre échelle de hauteur typique (isotherme) :

$$P_0 = \rho_0 c_s^2 = \rho \Omega_K^2 H_0^2 \Leftrightarrow H_0 = c_s / \Omega_K$$

En réécrivant l'équation précédente :

$$\begin{aligned} \rho_0 \Omega_K^2 H_1^2 &= P_0 - \frac{1}{2\mu_0} \int_0^H \frac{\partial}{\partial z} (B_\phi^2 + B_r^2) dz \\ \Leftrightarrow \left(\frac{H_1}{H_0} \right)^2 &= 1 - \frac{1}{2\mu_0 P_0} (B_{\phi,+}^2 + B_{r,+}^2) \end{aligned}$$

On a donc une échelle de hauteur dans un disque magnétisé H_1 en fonction de l'échelle de hauteur isotherme H_0 qui est donnée par :

$$H_1 = H_0 \sqrt{1 - \mu \frac{b_r^2 + b_\phi^2}{2}}$$

où $b_r = B_{r,+}/B_0$, $b_\phi = B_{\phi,+}/B_0$ et μ est la magnétisation du disque définie par :

$$\boxed{\mu \equiv \frac{B^2}{\mu_0 P} \simeq \frac{B_0^2}{\mu_0 P_0}} \quad (\text{ii.6})$$

Dans un disque magnétisé et mince, les termes μ , b_ϕ et b_r sont tous trois plus petits que 1. L'ajout du champ magnétique dans l'équation de l'équilibre vertical impose donc une diminution de l'échelle de hauteur isotherme H_0 du disque, une compression magnétique, mais d'un facteur peu important. Cette compression magnétique sera donc négligée¹.

Par ailleurs, cette discussion m'amène à éclaircir un point important. L'échelle de hauteur usuelle que l'on considère dans les disques d'accrétions est celle de la matière, *i.e.* la hauteur H isotherme telle que :

$$\rho(r, z) = \rho_0(r) \exp\left(-\frac{z^2}{2H^2}\right) \quad \text{ou encore } H = c_s / \Omega_K$$

En réalité, plusieurs autres échelles de hauteurs ont aussi des raisons d'exister, et pourraient aussi être naturellement utilisées dans les équations. En FIGURE ii.1, j'illustre ces différentes échelles de hauteurs à l'aide d'un schéma dessiné par mes soins. Quel artiste.

Sur ce schéma, en suivant le chemin de *Perceval*, notre particule, on peut voir 6 échelles de hauteurs différentes. L'une d'entre-elles, la hauteur de la photosphère H_τ , n'impacte pas directement *Perceval*. En outre, lorsqu'elle existe, c'est la hauteur à laquelle le disque devient optiquement épais. Durant sa vie, la première échelle de hauteur que *Perceval* rencontre est l'altitude à laquelle sa vitesse verticale s'annule, $u_z = 0$, définissant H_z . C'est donc la position à partir de laquelle *Perceval* s'apprête à être éjecté. Naturellement, cela arrive avant de sortir du disque : $H_z \leq H$. Plus tard, la torsion des lignes de champ magnétique imposant $|B_r| > 0$,

1. On pourrait, par ailleurs, supposer que la pression magnétique augmente localement la pression totale, $P \rightarrow P + P_{mag} = (1 + \mu/2)P$. Du fait de $H_1 \propto P_{tot}^{1/2}$, on aurait alors une augmentation locale de l'épaisseur du disque compensant donc la compression magnétique.

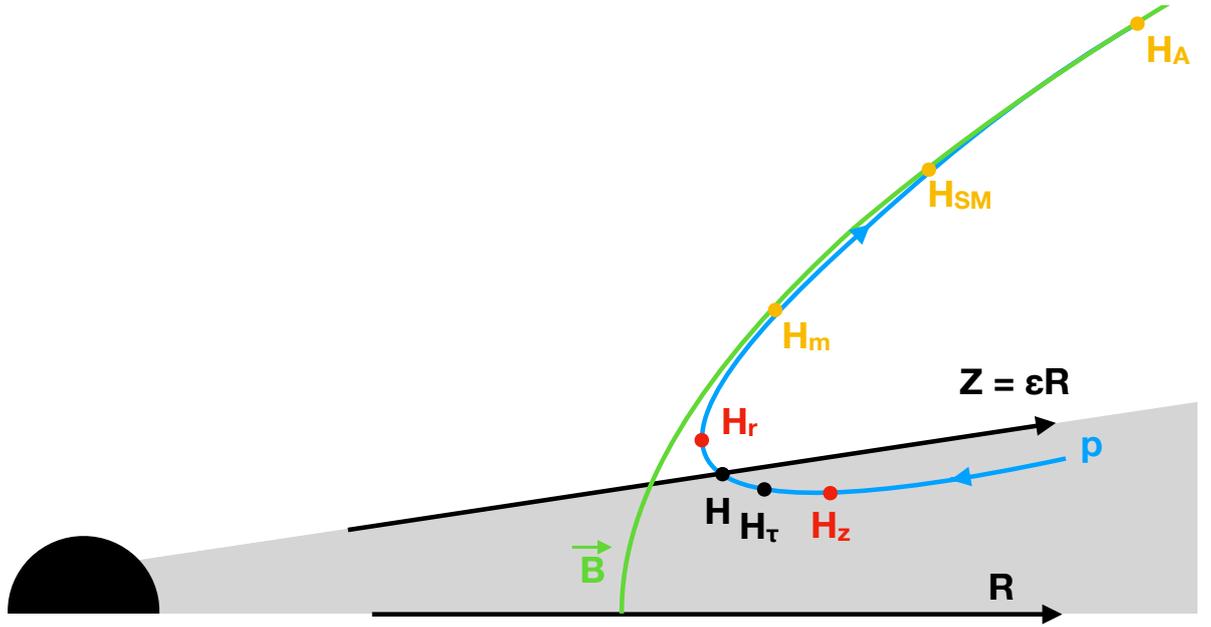


FIGURE ii.1. – Différentes échelles de hauteurs du disque magnétisé. À gauche, le trou noir. En traits noirs, les limites (en densité) d'un demi-disque d'accrétion, ainsi que l'échelle de hauteur H associée. Une ligne de champ magnétique est tracée en vert, ainsi que le chemin suivi par *Perceval*, notre particule éjectée en bleu. Plusieurs échelles de hauteurs sont illustrées sur cette figure, voir texte.

Perceval rebrousse chemin et u_r change de signe. On a donc une seconde échelle de hauteur H_r en $u_r = 0$. Dans le cas où une faible fraction de la matière est éjectée, on a nécessairement $H_r \geq H$. Une fois que *Perceval* a quitté le disque, le milieu va progressivement se retrouver en MHD idéale. J'appelle H_m l'altitude à partir de laquelle la résistivité magnétique est nulle $\nu_m = 0$. *Perceval* est maintenant lié à une ligne de champ magnétique B , qu'on pourrait appeler *Béatrice* par exemple. Une fois le long de *Béatrice*, *Perceval* va traverser les points critiques magnéto-sonique lent H_{SM} , Alfvénique H_A et magnéto-sonique rapide H_{FM} (pas représenté ici), avant d'atteindre le graal. Dans les calculs de solutions autosimilaires (FERREIRA et PELLETIER, 1995), H_r et H_z sont des résultats du calcul, $H = \epsilon R$ est imposé ainsi que $H_m \sim H$. Les positions des 3 points critiques n'impactant pas la physique du disque, nous ne ferons pas d'hypothèses dessus. En revanche, on supposera dans toute la suite que :

$$H_m \sim H_r \simeq H_z \simeq \boxed{H \equiv \frac{c_s}{\Omega_K}} \quad (\text{ii.7})$$

ii.1.3 Conservation du moment cinétique

Projetons maintenant l'équation de conservation de l'impulsion, équation (ii.3), sur \vec{e}_ϕ :

$$\rho \left(u_r \frac{\partial u_\phi}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\phi}{\partial z} + \frac{u_r u_\phi}{r} \right) = 0 - 0 - (\vec{J} \times \vec{B})_\phi + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 T_{r,\phi}) \quad (\text{ii.8})$$

Dans un disque mince, on peut supposer que la vitesse Keplerienne est peu dépendante de l'altitude, $\partial u_\phi / \partial z = 0$. On arrive après réorganisation à :

$$\rho \left(u_r \frac{\partial u_\phi}{\partial r} + \frac{u_r u_\phi}{r} \right) = \rho u_r \frac{\partial r u_\phi}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 T_{r,\phi}) - \frac{r}{\mu_0} B_z \frac{\partial B_\phi}{\partial z}$$

L'expression du tenseur de contraintes $T_{r,\phi}$ peut s'exprimer à l'aide du tenseur des déformations visqueuses. Son expression est donnée par :

$$T_{r,\phi} = \rho \nu_v r \frac{\partial \Omega_K}{\partial r} \quad (\text{ii.9})$$

où ν_v est la viscosité cinématique de la contrainte visqueuse $\eta_v = \rho \nu_v$. Cette viscosité peut aussi s'écrire à l'aide d'un paramètre sans dimension α_v (SHAKURA et SUNYAEV, 1973) tel que :

$$\alpha_v \equiv \frac{\nu_v}{c_s H} \quad (\text{ii.10})$$

J'intègre verticalement la conservation de l'impulsion entre $-H$ et H , puis j'utilise $r u_\phi = r^2 \Omega_K$ pour simplifier cette équation et obtenir :

$$u_r = -\frac{3}{r^2 \Omega_K \Sigma} \frac{\partial}{\partial r} (\nu_v r^2 \Omega_K \Sigma) - \frac{1}{\mu_0 \Sigma \Omega_K} 2 B_z B_\phi^+$$

où B_ϕ^+ est le champ toroïdal de surface, et où l'on a supposé que $\nu_v(r, z) \sim \nu_v(r)$ et $B_z(r, z) \sim B_z(r)$. De plus, Σ est définie comme la densité surfacique du disque :

$$\Sigma(r) \equiv \frac{1}{2} \int_{-H}^{+H} \rho dz \quad (\text{ii.11})$$

Si je définis maintenant $m_s = |u_r| / c_s$ comme le nombre de Mach sonique de la vitesse d'accrétion dans le disque, on a alors :

$$m_s \equiv 3 \alpha_v \varepsilon \frac{\partial \ln \Sigma r^{1/2}}{\partial \ln r} + 2 q \mu = m_{s,turb} + m_{s,jets} \quad (\text{ii.12})$$

où $q = -B_\phi^+ / B_z$ caractérise la courbure des lignes de champs et où ε est le rapport d'aspect du disque défini par :

$$\varepsilon \equiv \frac{H}{r} \quad (\text{ii.13})$$

On a donc 2 phénomènes différents, 2 couples responsables de la perte de moment cinétique dans le disque. Le premier est dû à la turbulence dans le disque $m_{s,turb}$, le second causé par le courant induit par les jets (ou vents) dans le disque $m_{s,jets}$.

Dans le cas d'un disque peu magnétisé ($\mu \ll 1$), l'accrétion est uniquement turbulente $m_s = m_{s,turb} \sim \alpha_v \varepsilon \ll 1$. Dans un disque mince, on a alors nécessairement $\varepsilon < 1$, ce qui amène à $m_{s,turb} \ll 1$: l'accrétion est très subsonique.

Si le disque est magnétisé, comme dans un JED par exemple pour lequel $\mu \sim 0.1 - 1$ et $q \lesssim 1$, on aura $m_s = m_{s,jets} = 2q\mu \sim 1$. L'accrétion est quasi-supersonique.

2. En toute rigueur, on devrait intégrer sur toute la portion sur laquelle la matière accrète, *i.e.* jusqu'à H_r (voir FIGURE ii.1).

ii.1.4 Conservation de l'impulsion radiale

Projetons l'équation de conservation de l'impulsion Eq. (ii.3) sur \vec{e}_r :

$$\rho \left(u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\phi^2}{r} \right) = -\rho r \Omega_K^2 - \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{B_z}{\mu_0} \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{B_\phi}{\mu_0 r} \frac{\partial r B_\phi}{\partial r} + 0 \quad (\text{ii.14})$$

Cette équation n'amène à rien si l'on fait l'hypothèse que $\Omega \sim \Omega_K$. Supposons alors que la rotation du disque n'est pas Keplerienne. On a alors :

$$\Omega^2 - \Omega_K^2 = \frac{u_r}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_z}{r} \frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{1}{r\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{B_\phi}{\mu_0 \rho r^2} \frac{\partial r B_\phi}{\partial r} - \frac{B_z}{\mu_0 \rho r} \frac{\partial B_r}{\partial z}$$

Dans le disque (jusqu'à H), u_r est quasiment constante, et donc $\frac{\partial u_r}{\partial z} = 0$. On peut alors estimer l'ordre de grandeur de cette déviation dans le plan du disque :

$$\begin{aligned} \Omega^2 - \Omega_K^2 &= \frac{u_r}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{c_s^2}{r P_{tot}} \frac{\partial P_{tot}}{\partial r} + \frac{2c_s^2}{2\mu_0 P_{tot} r^2} \left[B_\phi \frac{\partial r B_\phi}{\partial r} - r B_z \frac{\partial B_r}{\partial z} \right] \\ &= \frac{u_r^2}{r^2} \frac{\partial \ln u_r}{\partial \ln r} + \frac{c_s^2}{r^2} \frac{\partial \ln P_{tot}}{\partial \ln r} + \frac{2c_s^2}{r^2} \frac{\mu}{B^2} \left[B_{\phi,+}^2 \frac{\partial \ln r B_\phi}{\partial \ln r} - \frac{r}{H} B_{z,+} B_{r,+} \frac{\partial \ln B_r}{\partial \ln z} \right] \\ &\sim -\frac{1}{2} \frac{u_r^2}{r^2} - \frac{5}{2} \frac{c_s^2}{r^2} + \frac{2c_s^2}{r^2} \mu \left[\frac{B_{\phi,+}^2}{B^2} - \frac{r}{H} \frac{B_{z,0} B_{r,+}}{B^2} \right] \end{aligned}$$

Dans le disque, le champ vertical du disque est dominant : $B_{\phi,0}^2/B^2$ est négligeable. En utilisant la notation $p = B_r^+/B_z \lesssim 1$, on obtient alors une expression simple de la déviation à la rotation Keplerienne dans un disque d'accrétion magnétisé :

$$\boxed{\frac{\Omega}{\Omega_K} \sim 1 - \frac{5m_s^2 + 1}{4} \varepsilon^2 - \mu \varepsilon p} \quad (\text{ii.15})$$

Dans un disque peu magnétisé, $m_s \ll 1$ et $\mu \ll 1$, la déviation Keplerienne est simplement de l'ordre du rapport d'aspect du disque ε^2 . Dans un disque magnétisé en revanche, le terme dominant sera le terme magnétique $\sim \mu \varepsilon$. La déviation Keplerienne est donc plus importante dans un disque magnétisé.

L'hypothèse simplificatrice $\Omega = \Omega_K$ est donc justifiée sous ces hypothèses.

ii.1.5 Conservation de la masse

Reprenons maintenant l'équation de conservation de la masse, équation (ii.1). À l'équilibre stationnaire et en coordonnées cylindriques, on a :

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho u_\phi) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) = 0$$

L'hypothèse d'axisymétrie impose alors $\frac{\partial}{\partial \phi} (u_\phi) = 0$, bien que u_ϕ soit la vitesse la plus importante ici. On a alors :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) = -\frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) \quad (\text{ii.16})$$

Si on fait l'hypothèse que la matière reste dans le disque, *i.e.* il n'y a pas d'éjection ($u_z = 0$) :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) = 0$$

que l'on va multiplier par r et intégrer verticalement sur tout le disque :

$$\int_{-H}^{+H} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) dz = \frac{\partial}{\partial r} \left(\int_{-H}^{+H} r \rho u_r dz \right) = 0$$

Si l'on ne tient pas compte de la stratification verticale du disque, au moins pour la vitesse u_r , on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial r} (2\Sigma r u_r) = 0$$

où Σ est la densité surfacique du disque. En multipliant maintenant cette équation par -2π , on peut définir le taux d'accrétion, une constante du rayon :

$$\dot{M}(r) = \boxed{\dot{M} \equiv -4\pi\Sigma r u_r} \quad (\text{ii.17})$$

qui représente la quantité de matière qui traverse la coupe cylindrique de hauteur $2H$, de rayon r , à une vitesse $-u_r > 0$.

Si maintenant de la matière est éjectée verticalement : *i.e.* $u_z \neq 0$, l'équation (ii.16) devient :

$$\frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r) = -r \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z)$$

Comme précédemment, je vais multiplier cette équation par -2π et l'intégrer verticalement entre $-H$ et H :

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial r} = 2\pi r \int_{-H}^H \frac{\partial}{\partial z} (\rho u_z) dz = 2\pi r [\rho u_z]_{-H}^H$$

Par symétrie, $\rho(r, H) = \rho(r, -H) \equiv \rho^+$ et $u_z(r, H) = -u_z(r, -H) \equiv u_z^+$. On a alors :

$$\frac{\partial \dot{M}}{\partial r} = 4\pi r \rho^+(r) u_z^+(r) = 2 \frac{\partial \dot{M}_J}{\partial r}$$

où \dot{M}_J est la quantité de matière éjectée verticalement de chaque côté du disque, *i.e.* par les éjections.

Sous ces hypothèses, on observe bien que le taux d'accrétion défini plus haut n'est plus une constante du rayon³. L'évolution de ρ^+ et u_z^+ avec le rayon étant complexe à saisir, je fais l'hypothèse usuelle que le taux d'accrétion varie simplement avec l'introduction d'un nouveau paramètre appelé efficacité d'éjection :

$$\boxed{\zeta \equiv \frac{\partial \ln \dot{M}}{\partial \ln r}} \quad (\text{ii.18})$$

3. On pourrait par ailleurs intégrer cette équation sur les rayons afin d'en déduire un flux de matière vertical (FERREIRA et PELLETIER, 1993a, Eq. (5)).

ii.1.6 Conservation de l'énergie

Reprenons finalement la conservation de l'énergie [ii.4](#) en régime stationnaire, qui peut s'écrire comme suit à l'aide de la définition de \vec{T} :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot (U\vec{u}) + P\vec{\nabla} \cdot \vec{u} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_{rad} &= \eta_\nu \left(r \frac{\partial \Omega_K}{\partial r} \right)^2 + \eta_m \vec{J}^2 \\ \Leftrightarrow q_{adv} + q_{rad} &= q_+ \end{aligned}$$

avec par définition le terme d'advection $q_{adv} = \vec{\nabla} \cdot (U\vec{u}) + P\vec{\nabla} \cdot \vec{u}$, le terme de refroidissement radiatif $q_{rad} = \vec{\nabla} \cdot \vec{F}_{rad}$ et le terme de chauffage total $q_+ = \eta_\nu \left(r \frac{\partial \Omega_K}{\partial r} \right)^2 + \eta_m \vec{J}^2$.

Le terme de chauffage q_+ étant complexe à calculer car il est composé de 2 termes visqueux différents η_ν et η_m , on va utiliser une autre approche.

Dans notre modélisation, on a vu que l'on permet au disque d'éjecter une certaine portion de la matière disponible dans le disque. Énergétiquement parlant, cela signifie qu'une partie de l'énergie doit être perdue dans les éjections qui seront produites. Cette énergie $P_{jets} = 2P_{jet}$ est nécessairement pompée dans l'énergie disponible dans le disque P_+ . Dans un disque d'accrétion à l'état stationnaire, l'énergie disponible dans le disque est forcément l'énergie d'accrétion, *i.e.* le moment cinétique perdu par la matière pour arriver à cette orbite⁴ $P_+ = P_{acc}$. Cette perte d'énergie peut être quantifiée à l'aide d'un paramètre b , qui est la fraction de la puissance transférée dans les jets :

$$b \equiv \frac{P_{jets}}{P_+} = \frac{2P_{jet}}{P_{acc}} \quad (\text{ii.19})$$

avec évidemment $b \in [0, 1]$. Cela nous amène à la formule suivante :

$$q_{adv} + q_{rad} = (1 - b)q_{acc}$$

Cette équation très générale est celle que l'on va résoudre. Comme il a été proposé par SHAPIRO, LIGHTMAN et EARDLEY (1976), lorsque l'on étudie les flots d'accrétion autour d'objets compacts il est important de supposer que les électrons et les ions peuvent avoir des températures différentes. Cette hypothèse est prépondérante, surtout dans le cas où l'on suppose que l'énergie n'est pas partagée de la même manière entre ions et électrons. Dans cette étude, ce partage est décrit par $0 < \delta < 1$, δ pour les électrons et $(1 - \delta)$ pour les ions. La valeur de δ fait l'objet d'une des questions les plus importantes concernant les disques d'accrétions dans le domaine. Certaines solutions telles que les ADAFs (section [ii.2.5](#)) sont uniquement possibles lorsque $\delta = m_e/m_i \ll 1$ (BLANDFORD et BEGELMAN, 1999), mais ne le sont plus pour des valeurs de δ plus importantes. Pour rester dans une discussion globale j'utilise δ comme un paramètre libre dans toute la suite, en scindant l'équation en deux : les ions d'un côté, les électrons et photons de l'autre. On aura donc une équation sur les ions, et une sur les électrons incluant les phénomènes radiatifs. En permettant cette différence entre les températures des électrons (T_e) et des ions (T_i), il faut donc en plus de tout cela tenir compte des termes d'interactions Coulombiennes entre ces espèces. On a alors les équations suivantes :

$$(1 - \delta)(1 - b) \cdot q_{acc} = q_{adv,i} + q_{ie} \quad (\text{ii.20})$$

$$\delta(1 - b) \cdot q_{acc} = q_{adv,e} - q_{ie} + q_{rad} \quad (\text{ii.21})$$

4. C'est vrai si l'on néglige des phénomènes tels que l'irradiation du disque par une couronne chaude ou le reprocessing.

où $q_{adv,\alpha}$ est la composante de l'advection de l'espèce α , et q_{rad} est le refroidissement radiatif, n'agissant que sur les électrons.

Jusqu'ici, on a donc paramétrisé une bonne partie des équations. La résolution de l'équation d'induction fournit des informations importantes sur la structure magnétique du disque (FERREIRA et PELLETIER, 1995), mais cette dernière est effectuée en supposant connue la structure thermique du disque, ce qui n'est pas vrai en pratique. La résolution de ces équations dynamiques donne naissance à plusieurs paramètres. La conservation de la masse fait apparaître ζ et \dot{m} , l'équilibre radial $\Omega = \Omega_K$, la conservation du moment cinétique m_s , b et α_v . Dans cette étude, on cherche désormais à résoudre l'équation d'énergie, l'équation d'état et l'équilibre vertical du disque. La résolution de ces trois équations nous donnera accès à la structure thermique du disque. Cette structure thermique est nécessaire si l'on souhaite produire des spectres, seule observable des binaires X.

II.2 RÉSOLUTION DE L'ÉQUATION D'ÉNERGIE

Pour des questions de simplification, les quantités physiques sont normalisés par des références usuelles. La masse de l'objet central est exprimée en masse solaire $m = M/M_{sun}$ et les distances sont exprimées en rayons gravitationnels $r = R/R_g$, où $R_g = GM/c^2$ avec c la célérité de la lumière dans le vide et G la constante gravitationnelle. Les luminosités sont exprimées par rapport à la luminosité d'Eddington $L = Lum/L_{Edd}$ (EDDINGTON, 1926). Par ailleurs, à un rayon donné, le disque possède une demi-hauteur $h = H/R_g$ et un rapport d'aspect $\varepsilon = h/r$, voir équations (ii.7) et (ii.13). Le taux d'accrétion est défini par $\dot{M} = -4\pi R u_R \Sigma$, où u_R est la vitesse d'accrétion radiale et $\Sigma = \rho H$ est la densité surfacique du disque, voir équations (ii.11) et (ii.17). Le taux d'accrétion est à son tour normalisé par rapport à l'accrétion Eddington $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd} = \dot{M}/(L_{Edd}/c^2)$. J'utilise l'abréviation r_{in} pour parler du rayon de la dernière orbite stable (ISCO), déterminée par le spin du trou noir.

Dans toute ma thèse, un disque d'accrétion sera alors défini par son objet central de masse m , son taux d'accrétion au bord interne \dot{m}_{in} et son extension allant de r_{in} à $r_{out} \gg r_{in}$. La résolution mettra alors en jeu les paramètres définis plus haut, par ordre d'apparition dans le texte : μ , α_v , m_s , ε , ζ et b . Évidemment, ces paramètres sont liés entre eux et diffèrent suivant le type de disque considéré, comme nous le verrons plus tard en section ii.2.5.

La résolution de l'équilibre thermique se fera localement dans un anneau situé entre les rayons R et $R + dR$ et de hauteur H . Pour des questions de simplicité, les équations sont donc exprimées localement dans un formalisme volumique, avec $V = 2\pi R 2H dR$ le volume d'un anneau :

$$q_x = \frac{1}{2\pi R \cdot 2H} \frac{dP_x}{dR} \quad \text{exprimé en erg.s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3} \quad (\text{ii.22})$$

où P_x est la puissance totale associée à la quantité x dans l'anneau considéré, où x peut être l'advection, le rayonnement, l'accrétion ou les interactions Coulombiennes.

ii.2.1 Puissance d'accrétion

Bien que les processus responsables de l'accrétion ne sont pas entièrement maîtrisés, à chaque rayon la puissance d'accrétion disponible est nécessairement liée à la perte de moment cinétique entre les rayons $R + dR$ et R :

$$\begin{aligned} dP_{acc}(R) &= P_{acc}(R) - P_{acc}(R + dR) \\ &= \left[\frac{GM\dot{M}(R)}{2R} - \frac{GM\dot{M}(R+dR)}{2(R+dR)} \right] \end{aligned}$$

Si l'on utilise le fait que $\dot{M} = \dot{M}_{in}(R/R_{in})^\xi$, on a après calculs :

$$\frac{dP_{acc}}{dR} = (1 - \xi) \frac{GM\dot{M}(R)}{2R} = (1 - \xi) \frac{GM\dot{M}_{in}}{2R} \left(\frac{R}{R_{in}} \right)^\xi$$

De plus, dans certains disques les conditions aux limites imposent ce qu'on appelle une condition "no-torque" (FRANK, KING et RAINE, 1992), qui se traduit par un facteur $f_0(r) = (1 - \sqrt{r_{in}/r})$. Si le couple est présent, alors $f_0(r) = 1$.

Au final, une fois ramenée à une expression volumique et renormalisée, on obtient la formule suivante :

$$q_{acc} \simeq 1.55 \times 10^{21} f_0(r) (1 - \xi) \frac{\dot{m}_{in}}{\varepsilon m^2 r^4} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^\xi \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3} \quad (\text{ii.23})$$

Cette expression donne la quantité d'énergie totale disponible en un rayon $r = R/R_g$. Elle dépend de la masse du trou noir m , du rapport d'aspect du disque ε , de l'efficacité d'éjection ξ , du taux d'accrétion au rayon interne \dot{m}_{in} et du rayon interne du disque r_{in} .

ii.2.2 Interactions Coulombiennes

En faisant l'hypothèse que le plasma est totalement ionisé, de densité $n_e \equiv n_{\text{électron}} = n_i \equiv n_{\text{ion}}$ où les ions sont des protons, on a alors l'expression suivante de la densité $\rho = \rho_0 = m_i n_i + m_e n_e \simeq m_i n_i$. En utilisant simplement la définition du taux d'accrétion \dot{M} , on peut déterminer quelle sera la densité locale du disque :

$$n_e = n_i = \frac{\rho_0}{m_i} = \frac{\dot{M}}{4\pi m_i H R (-u_R)}$$

Cette formule est totalement générale. Une fois les simplifications appliquées en utilisant les paramètres définis précédemment, on obtient la formule générale :

$$n_e = n_i = 1.02 \times 10^{19} \frac{\dot{m}_{in}}{m \varepsilon^2 m_s r^{3/2}} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^\xi \text{ cm}^{-3} \quad (\text{ii.24})$$

Pour décrire les interactions Coulombiennes simplement, j'utilise maintenant les travaux de STEPNEY et GUILBERT (1983), donnant une formule très générale dans un plasma 2T :

$$q_{ie} = \frac{3}{2} \frac{m_e}{m_i} n_e n_i \sigma_{TC} \ln \Lambda (k_B T_i - k_B T_e) \Delta_{ie}$$

où les températures sont en Kelvin, m_e est la masse au repos des électrons, $\ln \Lambda$ est le logarithme Coulombien, $\ln \Lambda = 15$ pour les binaires X, et

$$\Delta_{ie} = \frac{1}{K_2(1/\theta_e)K_2(1/\theta_i)} \times \left[\frac{2(\theta_e + \theta_i)^2 + 1}{\theta_e + \theta_i} K_1 \left(\frac{\theta_e + \theta_i}{\theta_e \theta_i} \right) + 2K_0 \left(\frac{\theta_e + \theta_i}{\theta_e \theta_i} \right) \right]$$

où $\theta_e = k_B T_e / m_e c^2$, $\theta_i = k_B T_i / m_i c^2$ par définition, et $K_{0/1/2}$ sont les fonctions de Bessel modifiées.

Au final, le terme collisionnel est alors, à son tour, une fonction simple des paramètres et de la structure thermique du disque :

$$q_{ie} \simeq 7.82 \times 10^7 \frac{\dot{m}_{in}^2}{m^2 \epsilon^4 m_s^2 r^3} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^{2\xi} (T_i - T_e) \Delta_{ie} \text{ erg.s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{ii.25})$$

ii.2.3 Advection

Bien qu'analytique, le terme d'advection est un terme compliqué à calculer dans les modèles du fait de dérivées radiales. Son expression analytique globale est donnée par l'équation (ii.4) :

$$q_{adv} = P \text{div} \vec{u} + \text{div}(U \vec{u})$$

où U est l'énergie interne, P la pression et \vec{u} la vitesse du plasma.

Je fais l'hypothèse que chaque espèce α (ions i , électrons e et photons rad) du plasma se comporte comme un fluide. Pour chacune d'entre-elles, on peut alors écrire $U_\alpha = P_\alpha / (\gamma_\alpha - 1)$ où γ_α est l'indice adiabatique. Je suppose que les électrons et photons sont en régime relativiste $\gamma_e = \gamma_{rad} = 4/3$ alors que les ions sont non-relativistes $\gamma_i = 5/3$. Bien sûr, on retrouve que $U_{rad} = 3P_{rad}$. En supposant que chaque fluide se déplace à la même vitesse $\vec{u}_\alpha = -u_R \vec{e}_r = -m_s c_s \vec{e}_r$, on a alors une formule spécifique à chaque espèce :

$$\begin{aligned} q_{adv,\alpha} &= P_\alpha \text{div} \vec{u}_\alpha + \text{div}(U_\alpha \vec{u}_\alpha) \\ &= \frac{\gamma_\alpha P_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \text{div} \vec{u}_\alpha + \frac{\vec{u}_\alpha \cdot \vec{\nabla} P_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \\ &= q_{adv,*} \frac{P_\alpha}{P_{tot}} \Delta_\alpha \end{aligned}$$

où $P_{tot} = P_{rad} + P_i + P_e$, et où je sépare les termes d'ordre de grandeur $q_{adv,*}$ des effets dus aux variations avec le rayon Δ_α en définissant :

$$\begin{aligned} \Delta_\alpha &\equiv \frac{\gamma_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \left(\frac{1}{2} + \frac{\partial \ln(m_s \epsilon)}{\partial \ln r} \right) + \frac{1}{\gamma_\alpha - 1} \frac{\partial \ln P_\alpha}{\partial \ln r} \\ q_{adv,*} &\equiv -m_s \epsilon \Omega_K P_{tot} \end{aligned} \quad (\text{ii.26})$$

Les termes Δ_α sont purement analytiques. Les pressions gazeuses des ions P_i et électrons P_e sont obtenues directement via leurs densités respectives (éq. ii.24), $P_{i/e} = n_{i/e} k_B T_{i/e}$. La pression de radiation, elle, doit être déterminée de manière auto-cohérence avec le rayonnement (voir section ii.2.4).

En supposant que le disque est à l'équilibre vertical $P_{tot} = \rho_0 c_s^2$, et par définition de c_s , \dot{M} et Ω_K , on obtient :

$$q_{adv,*} \simeq -3 \times 10^{21} \frac{\epsilon \dot{m}_{in}}{m^2 r^4} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^\xi \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3} \quad (\text{ii.27})$$

Dans notre modèle à deux températures, les contributions ioniques et électroniques doivent être séparées. Comme les photons interagissent avec les électrons, je décide d'inclure la contribution des photons dans l'advection des électrons. On a donc, au total :

$$q_{adv,e} \simeq 3 \times 10^{21} \frac{\epsilon \dot{m}_{in}}{m^2 r^4} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^\xi \left(\frac{P_e}{P_{tot}} \Delta_e + \frac{P_{rad}}{P_{tot}} \Delta_{rad} \right) \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3} \quad (\text{ii.28})$$

$$q_{adv,i} \simeq 3 \times 10^{21} \frac{\epsilon \dot{m}_{in}}{m^2 r^4} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^\xi \frac{P_i}{P_{tot}} \Delta_i \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3} \quad (\text{ii.29})$$

$$\text{avec } \Delta_\alpha \equiv \frac{\gamma_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \left(\frac{1}{2} + \frac{\partial \ln(m_s \epsilon)}{\partial \ln r} \right) + \frac{1}{\gamma_\alpha - 1} \frac{\partial \ln P_\alpha}{\partial \ln r} \quad (\text{ii.30})$$

En première approximation on peut supposer que m_s , ϵ et P_α sont des lois de puissances du rayon, et donc que les termes Δ_α sont de l'ordre de l'unité. On obtient alors :

$$\frac{q_{adv}}{q_{acc}} \sim \frac{2}{(1 - \xi)} \epsilon^2 \propto \epsilon^2 \quad (\text{ii.31})$$

Si le disque est mince $\epsilon \ll 1$, l'advection sera alors totalement négligeable. Toute l'énergie disponible est alors soit éjectée dans les jets (facteur b) soit rayonnée.

Si maintenant le disque est épais $\epsilon \lesssim 1$, ou si les variations radiales sont très importantes⁵ menant à $\Delta_\alpha \gg 1$, on peut avoir un advection dominante. Peu d'énergie sera alors rayonnée.

ii.2.4 Rayonnement

Les disques d'accrétions autour de binaires X ont des températures extrêmement élevées du fait de la considérable énergie d'accrétion disponible. Les processus de rayonnement dominants y sont le rayonnement de freinage, le rayonnement synchrotron et l'effet Compton sur les photons issus de ces deux processus (RYBICKI et LIGHTMAN, 1979 ; ESIN et al., 1996). Même si la géométrie du système reste inconnue à ce jour, il apparaît très clair qu'elle met en jeu deux zones aux propriétés très différentes. Un flot d'accrétion froid et optiquement épais, et un flot d'accrétion chaud et optiquement mince, souvent appelé couronne. De ce fait, l'effet Compton inverse sera alors important.

Ces disques pouvant être à la fois optiquement épais et optiquement minces, le modèle doit alors inclure ces deux descriptions, ainsi qu'une transition lisse entre les deux. En plus de tout cela, on souhaite dans notre modèle être capable de produire les spectres associés à une configuration. Il nous faut donc aussi construire des spectres optiquement épais, optiquement minces, et à la transition entre ces deux régimes. En un rayon donné R dans le disque, j'exprime la densité volumique d'énergie perdue par rayonnement q_{rad} , une fonction

5. C'est le cas par exemple lors des changements de branches, en passant d'un disque froid (type SAD) à un disque chaud (type ADAF).

du rayonnement optiquement épais q_{thick} et du rayonnement optiquement mince q_{thin} . On pourra alors lier plus tard (section iii.4) cette énergie volumique à un spectre d'émission dL_ν .

Par définition, j'utilise l'épaisseur optique verticale de la demi-hauteur H du disque et l'opacité moyenne de Rosseland pour définir la demi épaisseur optique verticale du disque :

$$\tau_{tot} = \kappa_R \rho_0 H \quad (\text{ii.32})$$

avec $\kappa_R = \kappa_T + \kappa_{ff}$, les opacités Thomson et free-free. Ces deux régimes suffisent, car dans le cas des binaires X les températures et densité se limitent surtout à ces deux régimes.

Cas optiquement épais q_{thick} :

Lorsque le milieu est optiquement épais, l'émission se fait sous la forme d'un rayonnement de corps noir (RYBICKI et LIGHTMAN, 1979). En un rayon R donné, les pertes radiatives volumiques dues à un rayonnement de corps noir sont :

$$q_{thick} = \frac{1}{H} \sigma_B T_{eff}^4 = \frac{1}{H} \frac{4\sigma_B T_e^4}{3\tau_{tot}} \quad (\text{ii.33})$$

où σ_B la constante de Stefan-Boltzmann.

L'expression dans le cas optiquement épais est très simple et directe, et des modèles de disques tels que les disques standard (SAD) restent toujours optiquement épais dans le régime de paramètres considérés pour les binaires X. Il est donc naturel et légitime dans certains cas de supposer que les pertes radiatives dans le disque sont uniquement dues à un rayonnement optiquement épais (e.g., ESIN, McCLINTOCK et NARAYAN, 1997).

Cas optiquement mince q_{thin} :

Dans le cas du rayonnement optiquement mince $\tau_{tot} \ll 1$, l'émission est bien plus complexe et demande de considérer tous les différents processus mis en jeu. Le traitement peut se faire de plusieurs manières. Il est soit fait analytiquement, soit à l'aide d'un code de rayonnement annexe. Analytiquement, le rayonnement optiquement mince incluant tous les processus peut s'écrire sous la forme :

$$q_{thin} = q_{C,Br} + q_{C,Sy} + q_{IC} \quad (\text{ii.34})$$

où $q_{C,Br}$ (respectivement $q_{C,Sy}$) est la combinaison du rayonnement de freinage (respectivement synchrotron) et de la Comptonisation sur ce rayonnement ; q_{IC} est le refroidissement dû aux effets d'illumination d'une source extérieure (au disque ou à l'anneau).

Mais si on veut traiter correctement ce problème, le traitement à l'aide d'un code de rayonnement est nécessaire. L'expression dépend alors du code utilisé, mais elle met en jeu les mêmes processus. Dans mon cas, j'utilise le code BELM (BELMONT, MALZAC et MARCOWITH, 2008 ; BELMONT, 2009). Ce code résout exactement les phénomènes radiatifs considérés (synchrotron, rayonnement de freinage, effets Compton et Compton inverses). En plus d'une meilleure estimation du refroidissement radiatif, ce code fournit le spectre émit par le plasma considéré. Nous verrons plus tard en section iii.4.2 comment utiliser le code BELM.

Formule hybride q_{rad} :

Suivant l'état dans lequel se trouve le disque, le plasma peut être optiquement épais $\tau_{tot} \gg 1$ ou optiquement mince $\tau_{tot} \ll 1$. Que se passe-t-il alors en régime hybride lors de la transition (radiale) d'un régime à l'autre, $\tau_{tot} \sim 1$?

On pourrait aisément imaginer une moyenne pondérée de τ_{tot} entre les deux régimes afin d'avoir une transition lisse. Mais en réalité, c'est un peu plus complexe. En régime optiquement épais, le rayonnement mince sera surévalué car beaucoup trop de photons auront la possibilité de quitter le plasma : $q_{thin}^{\tau_{tot} \gg 1} \gg q_{thick}^{\tau_{tot} \gg 1}$. Inversement, si le rayonnement est optiquement mince, alors la faible valeur de τ_{tot} sur-évaluera drastiquement q_{thick} et l'on aura $q_{thick}^{\tau_{tot} \ll 1} \gg q_{thin}^{\tau_{tot} \ll 1}$, voir équation (ii.33). Il nous faut alors considérer plus qu'une simple moyenne entre les deux. En réalité, l'épaisseur optique responsable de la transition ne doit ni être l'épaisseur optique Thompson, ni l'épaisseur optique totale, mais elle est définie par l'épaisseur optique effective $\tau_* = \sqrt{q_{thin}/q_{thick}}$.

Si l'on veut être capable de traiter à la fois les régimes optiquement minces et optiquement épais, la formule hybride q_{rad} doit permettre de retrouver les deux régimes extrêmes :

$$\begin{aligned} q_{rad} &\simeq q_{thick} \quad \text{si } \tau_* \gg 1 \\ q_{rad} &\simeq q_{thin} \quad \text{si } \tau_* \ll 1 \end{aligned}$$

L'expression de la transition entre ces 2 régimes, appelée solution grise, a été estimée dans un premier temps par HUBENY (1990). En réadaptant leur travail, ARTEMOVA et al. (1996) a obtenu une meilleure estimation de la transition entre ces deux régimes, que nous allons utiliser :

$$q_{rad} = \frac{q_{thick}}{1 + \frac{4}{3\tau_{tot}} + \frac{q_{thick}}{q_{thin}} e^{-\tau_{tot}/\tau_{lim}}} \quad (\text{ii.35})$$

L'ajout d'un terme $e^{-\tau_{tot}/\tau_{lim}}$, a été fait⁶ pour s'assurer que lorsque l'on atteint le régime optiquement épais, on obtienne bien $q_{rad} = q_{thick}$. Bien que cette transition devrait *a priori* être automatique, notre usage de tables⁷ pour le refroidissement optiquement mince fait que ce ne serait pas toujours le cas (cf section iii.3).

Une fois les phénomènes de rayonnement totalement calculés, j'ai accès à la pression de radiation (ARTEMOVA et al., 1996) :

$$P_{rad} = \frac{q_{rad}H}{c} \left(\tau_{tot} + \frac{4}{3} \right) \quad (\text{ii.36})$$

6. De manière d'ailleurs similaire à WANDEL et LIANG (1991).

7. Ces tables fournies par le code ont nécessairement une extension limitée, et il est donc nécessaire de s'assurer que, lorsque l'on atteint les bornes des tables, la résolution ne soit pas modifiée par cette limitation. Or, lorsque l'épaisseur optique Thomson atteint la borne fixée dans la table, le rayonnement optiquement mince est bloqué par sa limite supérieure $q_{thin}(\tau_T) = q_{thin}(\tau_{T,max})$. Si l'épaisseur optique augmente trop au dessus de cette valeur seuil, on prend le risque de se retrouver avec $q_{thin} \sim q_{thick}$ bien que l'on ait $\tau_{tot} \geq \tau_T \gg 1$. Et la formule hybride ne fonctionne plus. Pour contourner ce problème je me fixe une limite empirique, $\tau_{lim} = \tau_{T,max}/5$, à partir de laquelle le rayonnement est nécessairement une solution optiquement épaisse.

ii.2.5 Les différents types de disques

Dans les équations présentées précédemment, je suis resté le plus général possible. En réalité, entre les modèles, les jeux de paramètres sont très différents. Par exemple, les solutions ADAFs (NARAYAN et YI, 1994) sont possibles seulement à $\delta = 1/2000$. Je résume dans la TABLE ii.1 les différents jeux de paramètres de chacune des solutions usuelles. Il est important de noter l'absence des solutions MAD, pour lesquelles les calculs ne tiennent pas car $\Omega \neq \Omega_K$. En fixant ces paramètres aux valeurs données, les équations présentées dans ce chapitre seront donc valables.

Aujourd'hui, il semblerait que $\delta \sim 0.1 - 0.5$ soit la valeur acceptée dans la communauté, YUAN et NARAYAN (2014) :

At present, the best we can say is that δ probably lies in the range 0.1-0.5. This revision in the value of δ means that our understanding of hot accretion flows has evolved significantly since the early work reviewed in (NARAYAN, MAHADEVAN et QUATAERT, 1998), which was based entirely on models with $\delta < 0.01$.

Cela disqualifie alors certains modèles tels que l'ADIOS ou l'ADAF, comme dit dans BLANDFORD et BEGELMAN (1999) :

If there is efficient electron heating, then neither ADAFs nor these ADIOS flows are likely to be of much relevance.

C'est pourquoi je ne les étudierai pas dans ma thèse, mais je détaille tout de même dans cette section les paramètres nécessaires à leur description.

	JED ^[14]	WED ^[14]	ADAF ^[15]	Slim ^[3]	SAD ^[1]	ADIOS ^[10]
	Jets	Vents	– [9]	– [9]	– [9]	Vents
b	$\in [0.1, 1]$	$\in [0.1, 1]$	0	0	0	$\ll 1$ [11]
ξ	$\lesssim 0.1$ [12]	$\gtrsim 0.1$ [12][13]	0 [8]	0	0	$\sim 0.1-1$
δ	1/2	1/2	1/1836 [6]	$\sim 0.1-0.5$ [9]	$\sim 0.1-0.5$ [9]	1/1836
μ	$\in [0.1, 1]$	$\in [0.1, 1]$	$\lesssim 0.1$	$\ll 1$	$\ll 1$	$\lesssim 1$
α_v	– [17]	– [17]	$\sim 0.2-0.3$ [5][7]	~ 0.1	$10^{-3}-1$ [2]	~ 0.01
ε	$\sim 0.01-0.1$	$\gtrsim 0.01-0.1$	~ 0.5 [16]	$\lesssim 1$	$\ll 1$ [2]	$\sim 0.1-1$
m_s	$\gtrsim 1$	$\gtrsim 1$	$\lesssim 0.1$	$\lesssim 1$ [4][8]	$\ll 1$ [2]	$\lesssim 0.1$

TABLE ii.1. – Paramètres typiques des flots d'accrétions usuels. [1] - SHAKURA et SUNYAEV (1973); [2] - NOVIKOV et THORNE (1973); [3] - ABRAMOWICZ et al. (1988); [4] - ABRAMOWICZ et al. (1995); [5] - NARAYAN et YI (1995b); [6] - CHEN et al. (1995); [7] - NARAYAN, MAHADEVAN et QUATAERT (1998); [8] - LASOTA (1999); [9] - YUAN et NARAYAN (2014); [10] - BLANDFORD et BEGELMAN (1999); [11] - BEGELMAN (2012); [12] - FERREIRA (1997); [13] - CHAKRAVORTY et al. (2016); [14] - FERREIRA et PELLETIER (1993a); [15] - NARAYAN et YI (1994); [16] - YUAN, WU et BU (2012); [17] (SALVESEN et al., 2016).

JED & WED

Dans ce tableau, le disque éjectant (FERREIRA et PELLETIER, 1993a) a été scindé en 2 types de flots d'accrétions différents, le JED et le WED. Lorsque le disque éjectant usuel produit des jets peu collimatés, très puissants et dont la vitesse d'éjection reste faible⁸, il ne peut plus être désigné comme un "jet"-emitting disk. La distinction entre ces deux types de flots se fait via ξ , l'efficacité d'éjection. Si $\xi < 0.1$, le disque éjecte peu de matière à des vitesses élevées, et formant donc deux jets. Cette solution porte toujours le nom usuel de jet-emitting disk, ou JED. Si $\xi > 0.1$, ces éjections sont très massives et donc plus lentes, et le disque produit des vents (CHAKRAVORTY et al., 2016). On appelle désormais cette solution un wind-ejecting disk, ou WED.

Les disques éjectants, JED et WED, sont caractérisés par un champ magnétique important $\mu \in [0.1, 1]$. Toutes les composantes magnétiques des équations précédentes seront alors dominantes dans les équations.

Slim & SAD

Le disque standard standard SAD de SHAKURA et SUNYAEV (1973) et le disque Slim de ABRAMOWICZ et al. (1988) sont tous deux des disques très peu magnétisés $\mu \ll 1$ et turbulents $\alpha_v \neq 0$. Ils ne produisent donc aucun jet : $b = 0$, $\xi = 0$. De plus, du fait de sa densité importante, la solution est peu dépendante de l'efficacité de chauffage des électrons. Les solutions initialement développées à une température, puis à $\delta = 1/1836$ sont donc toujours possibles avec $\delta \sim 0.1 - 0.5$. La différence entre ces deux solutions réside principalement dans le taux d'accrétion. À bas taux d'accrétion, le disque turbulent est un SAD, tandis qu'à fort taux d'accrétion seule la branche slim est possible.

De plus, ces disques turbulents ont pour condition aux limites internes une condition "notorque" $f_0(r) = (1 - \sqrt{r_{in}/r})$ au bord interne, voir section ii.2.1.

ADAF & ADIOS

Ces deux modèles reposent tous deux sur une très faible efficacité de chauffage des électrons, c'est à dire $\delta \ll 1$. Ils sont tous deux associés à des solutions de disque épais $\varepsilon \sim 0.1 - 1$, accrétant à des vitesses subsoniques. La grande différence entre ces deux flots est la présence de vents dans le cas d'un ADIOS, et donc $\xi \sim 0.1 - 1$, tandis que ces vents sont totalement absents dans un ADAF.

Ces solutions ne seront pas étudiées dans ce manuscrit du fait de la faible valeur de δ .

II.3 CONFIGURATION HYBRIDE DE DISQUES

Observationnellement parlant, il semble que le disque soit composé de deux flots différents, un disque froid dans les parties externes et un disque chaud dans les parties internes. Dans notre paradigme, on imagine que la transition entre ces deux flots est causée par la distribution de champ magnétique dans le disque $\mu(r)$: un disque éjectant dans les parties internes (JED), et un disque standard dans les parties externes (SAD). On appellera disque hybride un disque composé d'un JED interne, d'un SAD externe et dont la transition entre

8. Par rapport aux vitesses de jets collimatés.

les deux se fait de manière brusque en un rayon $r_J = R_J/R_g$. Une *configuration* sera un disque hybride pour lequel tous les paramètres ont été fixés au préalable.

Je détaille dans cette section les paramètres nécessaires à la description d'une telle configuration de disque hybride.

ii.3.1 Configuration globale et flots d'accrétions

Toute configuration de disque est définie par 5 paramètres globaux, indépendants des deux flots d'accrétions considérés : la masse du trou noir interne M , la dernière orbite stable du disque R_{in} , le rayon externe du disque R_{out} , le rayon de transition entre les deux flots d'accrétions R_J et le taux d'accrétion quelque part dans le disque, fixé arbitrairement au bord interne \dot{M}_{in} .

Dans les parties internes, de R_{in} au rayon de transition R_J , le disque est supposé être dans le mode JED. À l'équipartition $\mu^{(jed)} = \mu \simeq 0.1 - 1$, la production des jets impose que $b^{(jed)} = b > 0$ et $\zeta^{(jed)} = \zeta > 0$, avec $\dot{M} \propto r^\xi$. L'accrétion est dominée par le couple produit par les jets, $m_s^{(jed)} = 2q\mu \sim 1$ est donc un paramètre dépendant de q et μ . Pour faire simple, les paramètres μ et m_s seront fixés indépendamment (voir section iv.1).

De la même manière, dans les parties externes d'un rayon de transition R_J au rayon externe R_{out} , le disque est supposé être un SAD. L'accrétion est dominée par la turbulence $m_s^{(sad)} \simeq \alpha_v^{(sad)} \varepsilon = \alpha_v \varepsilon$, où α_v est un paramètre du modèle. L'effet du champ magnétique est négligeable $\mu^{(sad)} \ll 1$, et je suppose que le disque ne produit aucun jet/vent : $\zeta^{(sad)} = 0$ et $b^{(sad)} = 0$.

ii.3.2 Transition entre 2 disques

La présence de deux flots d'accrétions différents induit des effets non-locaux d'illumination d'un flot d'accrétion sur l'autre. Le SAD externe, plus froid que le JED, illumine les parties internes par effet Compton inverse. Cet effet sera pris en compte à l'aide d'un paramètre ω , donnant la part de l'énergie rayonnée par le SAD qui pénètre la zone d'existence du JED. Par ailleurs, on pourrait aussi considérer le refroidissement des parties internes du JED sur lui-même. Ces phénomènes ont déjà été étudiés, et il a été montré que ces effets sont souvent négligeables (SADOWSKI, 2011). De plus, un effet similaire d'irradiation du JED chaud sur le SAD froid est aussi possible, mais ne sera pas pris en compte ici. Une manière simple de l'inclure serait de rajouter dans la puissance disponible $P_{disp}^{(sad)}$ dans le SAD un terme proportionnel à la puissance disponible dans le JED $P_{disp,irr}^{(sad)} = \Lambda P_{disp}^{(jed)}$. Cela n'est pas pris en compte dans mon travail, mais pourra être ajouté par la suite.

La transition entre un SAD externe et un JED interne se fait alors sous plusieurs hypothèses :

(1) On suppose que le flux de masse est continu. Cela impose $\dot{M}(r_J^+) = \dot{M}(r_J^-)$. On a donc $\dot{M}(R) = \dot{M}_{in} \cdot (R/R_{in})^\xi$ si $R < R_J$, et $\dot{M}(R) = \dot{M}(R_J) = \dot{M}_{in} \cdot (R_J/R_{in})^\xi$ si $R \geq R_J$. Du fait des différences de vitesses d'accrétion entre le SAD externe et le JED interne, il y a donc une phase d'accélération en R_J et un point transsonique naturel inévitable lors de cette transition entre un SAD ($m_s^{(sad)} \ll 1$) et un JED ($m_s^{(jed)} \gtrsim 1$).

(2) On suppose que la transition se fait sur une échelle de distance très petite devant le rayon. La transition est alors brusque et on passe directement d'un mode d'accrétion à l'autre en R_J . Or, dans un disque d'accrétion, la densité dépend de la vitesse d'accrétion $n \propto m_s^{-1}$. Il y a donc une chute énorme en densité lors de la transition entre les deux flots d'accrétions en R_J . La stabilité de cette chute en densité d'un facteur pouvant aller jusqu'à 10^3 reste à étudier, et c'est donc une hypothèse de travail forte. En outre, de telles hypothèses sont usuelles dans ces conditions, du fait de la difficulté de la résolution d'une transition (KATO et MANMOTO, 2000).

(3) Comme dans un JED tout le moment cinétique est emporté verticalement, il n'y a aucun apport de moment cinétique dans les parties internes du SAD. Cette transition se traduit alors par une condition dite "no-torque" en R_J , où l'énergie dissipée par le SAD tend vers 0 : un facteur $f_0(r) = (1 - \sqrt{r_J/r})$ sera rajouté dans la puissance disponible du SAD.

ii.3.3 Résumé

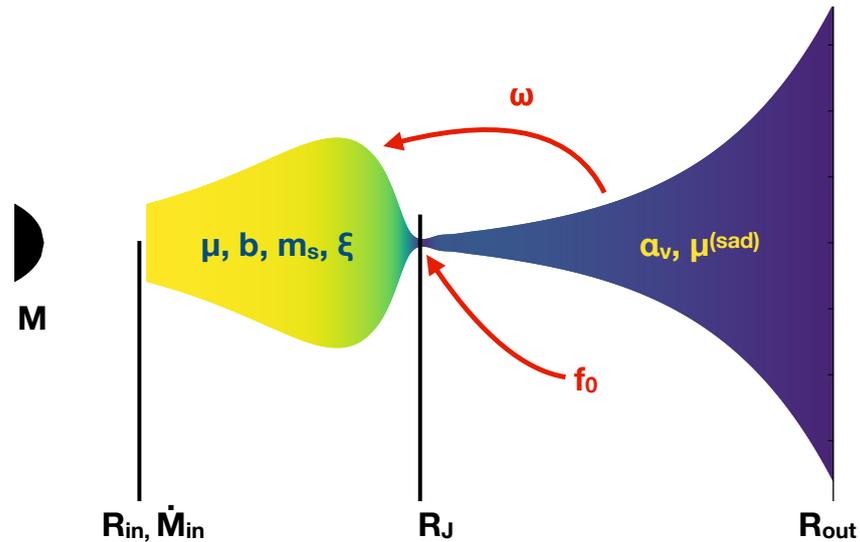


FIGURE ii.2. – Définition d'une configuration et des paramètres mis en jeu, illustrant un demi-disque vu par la tranche situé autour d'un trou noir. En noir, les paramètres globaux. La partie jaune représente le JED (μ , b , m_s , ξ), la partie violette le SAD (α_v , $\mu^{(sad)}$). En rouge sont représentés les paramètres dus à la transition entre les deux disques (ω , f_0).

Au total, on a donc 13 paramètres :

- 5 paramètres globaux : M , R_{in} , R_{out} , R_J et \dot{M}_{in} ,
- 4 paramètres du JED : b , ξ , m_s et μ ,
- 2 paramètres du SAD : α_v et $\mu^{(sad)}$,
- 2 paramètres de la transition : ω et f_0 .

L'ensemble des paramètres décrits dans cette section est illustré en FIGURE ii.2, où un JED est représenté dans les parties internes (jaune) jusqu'au rayon de transition où un SAD se développe (violet). Les paramètres globaux sont décrits en noir et les paramètres de la transition sont représentés en rouge.

Définir une configuration nécessite de donner toutes ces informations, *i.e.* tous ces paramètres. On pourra reproduire des configurations JED unique avec $R_{in} < R_J = R_{out}$, SAD

unique avec $R_{in} = R_J < R_{in}$, ou hybrides avec $R_{in} < R_J < R_{out}$. Par ailleurs, des configurations inverses, *i.e.* composée d'un SAD interne et d'un JED externe ont été testées car leur possibilité dynamique ouvre un nouveau domaine d'étude (FERREIRA et DEGUIRAN, 2013). Bien que cela représente plusieurs mois de tests durant ma thèse, je choisis de ne pas présenter ces solutions ici.

 DYPLODOCUS

"I have not failed. I've just found 10 000 ways that won't work"
 Thomas Edison

Cette section présente le code que j'ai développé et utilisé durant toute ma thèse. Ce code a pour but de résoudre l'équilibre thermique de toutes sortes de configurations hybride, et d'en produire le spectre associé. Plusieurs noms ont été imaginés pour le code. Mentions spéciales à BLOBFISH, HYODA ou encore TYREX. Mais c'est DYPLODOCUS qui a remporté la palme, pour : DYnamical and sPectral LOfcal code for Disk eJecting Outflows to explain Cycles that are UnExpected and Surprising.

Sommaire

III.1	Méthode de résolution	54
III.1.1	Hypothèses physiques	54
III.1.2	Méthode numérique	54
III.1.3	Discretisation	55
III.1.4	Résolution finale	57
III.2	Effets non-locaux	58
III.2.1	Traitement numérique de l'advection	58
III.2.2	Traitement numérique de l'illumination	64
III.3	Traitement numérique du rayonnement optiquement mince	67
III.3.1	Calcul de q_{thin} à partir de BELM	68
III.3.2	Choix des tables	69
III.3.3	Utilisation des tables	70
III.3.4	Comparaison entre les deux tables	72
III.4	Signature spectrale d'une configuration	74
III.4.1	Généralités	74
III.4.2	Spectres émis en régime optiquement mince	75
III.4.3	Spectres émis en régime optiquement épais	78
III.4.4	Formule hybride	78
III.5	Comparaison avec la littérature	83

III.1 MÉTHODE DE RÉOLUTION

iii.1.1 Hypothèses physiques

Comme précédemment introduit, notre modèle s'appuie sur plusieurs hypothèses physiques nécessaires à l'établissement des équations de base. Je rappelle ici les hypothèses les plus importantes :

- le disque est supposé être axisymétrique $\partial/\partial\phi = 0$ et à l'état stationnaire $\partial/\partial t = 0$,
- le plasma est supposé être totalement ionisé et à deux températures,
- la stratification verticale est négligée. On a donc une unique température, densité, *etc...*,
- la rotation est supposée quasi-Képlérienne $\Omega \simeq \Omega_K$,
- le disque est traversé par un champ magnétique vertical B_z . Le jeu de pouvoir entre la distribution de ce champ magnétique et la densité surfacique Σ sépare le disque en deux flots d'accrétion différents : un JED s'étendant du rayon interne R_{in} à un rayon de transition R_J , puis un SAD dans les parties externes entre R_J et un rayon externe R_{out} .

Une fois toutes ces hypothèses effectuées, la résolution se fait avec les équations développées au chapitre précédent, et dans une configuration comme celle décrite en FIGURE ii.2. On va résoudre l'équilibre vertical du disque de l'extérieur vers l'intérieur, à partir de conditions aux limites détaillées plus loin. Cela nous fournira donc les températures et densités du disque dans chaque anneau.

Dans toute la suite, je vais utiliser les normalisations suivantes : $m = M/M_{sun}$ la masse du soleil $M_{sun} = 2 \cdot 10^{30}$ kg, $r = R/R_g$ le rayon gravitationnel $R_g = GM/c^2$, $L = Lum/L_{Edd}$ la luminosité d'Eddington $L_{Edd} = 4\pi m_p c^3 R_g / \sigma_T$ et $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$, où $\dot{M}_{Edd} = L_{Edd}/c^2$.

iii.1.2 Méthode numérique

La résolution mettant en jeu des effets non-locaux, je ne peux pas me permettre de résoudre l'équilibre thermique à chaque endroit dans le disque indépendamment. Il me faut donc choisir par où commencer la résolution, et avec quelles conditions aux limites. Suivant mes hypothèses, voyons quels sont les effets non-locaux considérés.

Le premier effet non-local est l'advection, qui met en jeu des dérivées radiales. Je vais donc discrétiser les équations afin d'avoir une estimation des dérivées présentes dans l'advection, avec :

$$\Delta_\alpha = \frac{\gamma_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \left(\frac{1}{2} + \frac{\partial \ln(m_s \varepsilon)}{\partial \ln r} \right) + \frac{1}{\gamma_\alpha - 1} \frac{\partial \ln P_\alpha}{\partial \ln r}$$

et choisir une condition au bord pour initialiser le calcul de ces dérivées. On sait que, dans les disques standard, l'advection est négligeable dans la solution SAD (SHAKURA et SUNYAEV, 1973). Cette solution est dominante à grands rayons et dans les taux d'accrétions que l'on considérera ici (YUAN et NARAYAN, 2014, Figure 3). Négliger l'advection dans ces conditions n'aura alors pas d'impact sur la solution trouvée à l'extérieur. Il apparaît donc naturel de commencer par les parties externes, puis de construire progressivement l'advection sur ces solutions. Voir section iii.2.1 pour plus de détail sur le traitement de l'advection.

Le second effet non-local est l'illumination du disque standard externe sur le disque éjectant interne (q_{IC}), présent uniquement dans le cas d'une configuration hybride $r_J \neq r_{out}$.

Afin de calculer cet effet, il faut nécessairement connaître toute la structure thermique du disque standard externe avant de pouvoir déterminer quels seront les photons refroidissant le disque interne par effet Compton inverse. Là encore, il est naturel de commencer par les parties externes. Voir section [iii.2.2](#) pour plus de détails sur le traitement de l'illumination.

Pour ces deux raisons différentes, et aussi parce que la matière accrète de l'extérieur vers l'intérieur, effectuer la résolution outside-in est le plus naturel. Le premier anneau A_1 sera situé entre $r_0 = r_{out}(1 + a)$ et $r_1 = r_{out}$, et le dernier anneau A_N entre $r_{N-1} = r_{in}(1 + a)$ et $r_N = r_{in}$.

iii.1.3 Discrétisation

La résolution numérique des équations se fait en discrétisant le disque. Grâce à l'axisymétrie et l'hypothèse de non-stratification du disque, seule la composante radiale est importante et je peux décomposer mon disque en anneaux de rayons R . Le rayon externe du disque restant une inconnue, il est assez naturel de penser que le disque s'étend jusqu'à $r_{Roche}/2$ où r_{Roche} est la distance du lobe de Roche de l'étoile compagne. On a donc typiquement $r_{out} \simeq 10^5 - 10^6$. Comme je suppose que le disque d'accrétion est présent jusqu'au rayon de la dernière orbite stable, $r_{in} = 1 - 6$, le disque s'étend sur plusieurs ordres de grandeurs. Une discrétisation logarithmique est alors naturelle : *i.e.* $dr/r = a$ sera une constante.

En un rayon donné dans le disque, la résolution se fait dans un anneau de hauteur $2H$, situé entre les rayons R et $R + dR$, avec $r + dr = r + ar = r(1 + a)$. La résolution sera alors très dépendante de la valeur de a . Les équations étant exprimées dans un formalisme volumique, il est facile pour moi de les résoudre dans un volume donné. Le calcul de l'émission optiquement mince se fait par le code BELM (BELMONT, MALZAC et MARCOWITH, 2008; BELMONT, 2009), qui résout l'équilibre thermique d'une sphère homogène de rayon R_s . La sphère considérée est donc à une unique température $T_e(R)$, avec une unique densité $n_e(R)$ et une unique magnétisation, celle de l'anneau. Si l'on souhaite traiter le rayonnement de manière auto-cohérente avec la résolution de la structure thermique du disque, il est nécessaire que le spectre émis par la sphère soit bien associé à l'anneau. Pour ce faire, on doit avoir $\tau_{sphere} = \tau_{R_s} = \tau_{anneau} = \tau_H$, *i.e.* $R_s = H$. On se trouve alors dans l'une des 3 configurations présentées en [FIGURE iii.1](#).

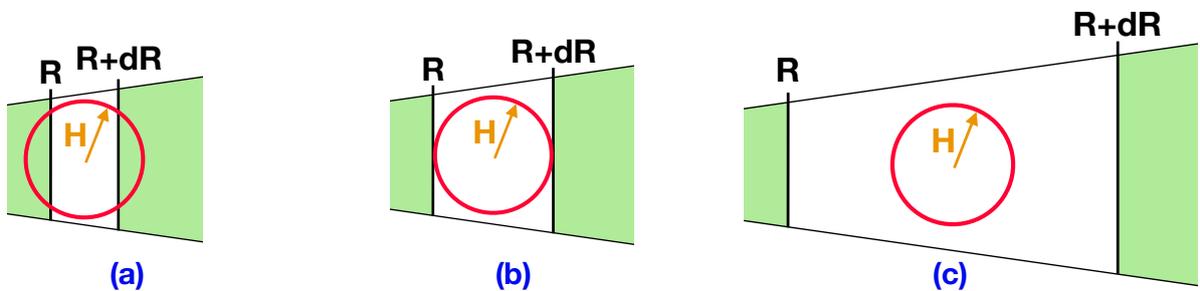


FIGURE iii.1. – Exemples de discrétisation radiale. De gauche à droite, $a < dR$, $a = dR$ et $a > dR$.

Dans toute modélisation, la discrétisation est cruciale. Donc mon cas, la valeur de a est directement liée au nombre de pas en rayon entre r_{out} et r_{in} . Comme $r + dr = r(1 + a)$, alors si N est le nombre de pas on a par cascade $r_{out} = r_{in}(1 + a)^{N-1}$, ou encore :

$$N = 1 + \frac{\ln(r_{out}/r_{in})}{\ln(1 + a)}$$

Si l'on fixe le rayon externe à une valeur constante $r_{out} = 10^5$, le rayon interne du disque étant entre 1 et 6 suivant le spin du trou noir, on a $\ln(r_{out}/r_{in}) \in [9.7, 11.5]$. Disons en bonne approximation que $\ln(r_{out}/r_{in}) \simeq 10$. Si l'on suppose que $a = dr/r \ll 1$, alors au premier ordre $\ln(1 + a) \simeq a$. Au final, on a :

$$N \simeq 1 + \frac{10}{a} \sim \frac{10}{a} \quad \text{ou de manière équivalente} \quad \boxed{a \sim \frac{10}{N}} \quad (\text{iii.1})$$

Nous verrons plus tard en sections [iii.2.1](#) et [iii.3](#) quelle est la valeur optimale de a , et donc du nombre de pas pour la résolution N . On peut d'ores et déjà imaginer que la configuration (b) est optimale car elle remplit parfaitement un anneau (voir section [iii.3](#)).

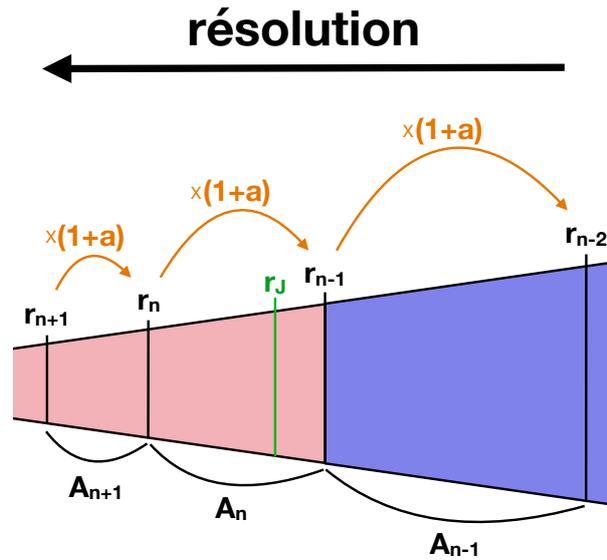


FIGURE iii.2. – Représentation des anneaux et du rayon de transition r_J . JED en rouge et SAD en bleu.

Une fois la discrétisation effectuée, il faut vérifier que le rayon de transition r_J ne gêne pas la résolution. Une bonne idée *a priori* pourrait être d'avoir le rayon de transition sur un point n de la grille $r_J = r_n$. Dans ce cas là, le disque serait en mode SAD entre $r_0 = r_{out}(1 + a)$ et $r_n = r_J$, c'est à dire dans les anneaux A_1 jusqu'à A_n , puis en JED entre $r_n = r_J$ et $r_N = r_{in}$, dans les anneaux A_{n+1} jusqu'à A_N . À la transition entre le SAD externe et le JED interne, la condition "no-torque" $(1 - \sqrt{r_J/r})$ poserait alors problème dès lors que $r = r_J$. On aurait alors une solution en r_J sans puissance disponible $q_{disp}(r_n) = 0$ et aucune solution. Pour éviter ce problème, je choisis d'effectuer la discrétisation sans tenir compte de la valeur de r_J . Puis, une fois la valeur de r_J fixée, chaque anneau sera alors soit dans le mode JED, soit dans le mode SAD.

→ Si $r_{n-1} < r_J < r_n$, on est dans le cas représenté en FIGURE [iii.2](#). Le disque est alors supposé être dans le mode SAD de $r_0 = r_{out}(1 + a)$ à r_{n-1} , et dans le mode JED de r_{n-1} à

$r_N = r_{in}$. Bien que cela augmente artificiellement l'extension du disque éjectant, cet effet est complètement négligeable dès lors que la grille est fine.

→ Si r_J tombe parfaitement sur la grille, en r_{n-1} par exemple, la valeur de r_J est alors diminuée pour être à 1/10ème de la distance jusqu'à r_n , telle que $r_J = r_{n-1}(1+a)^{0.1}$ et le raisonnement précédent s'applique. Le même raisonnement est appliqué lorsque $r_J = r_{in}$, bien que cela modifie très légèrement le terme $(1 - \sqrt{r_J/R})$.

Une fois la grille définie, la résolution peut se faire. Dans chaque anneau A_n , les termes indépendants des autres anneaux seront directement calculés. Deux termes restent, cependant, dépendants des autres anneaux. Le premier est l'advection, qui met en jeu des dérivées radiales, dont la méthode est développée en section [iii.2.1](#). Le second est la prise en compte de l'illumination du disque froid (SAD) sur le disque chaud (JED), qui est expliquée en section [iii.2.2](#).

iii.1.4 Résolution finale

Tout le système explicité plus haut peut se résumer à trois équations à trois inconnues. Les deux premières équations sont celles de l'équilibre des ions ([ii.20](#)) et des électrons ([ii.21](#)), puis l'équilibre vertical du disque. On a :

$$\begin{aligned} 0.5(1-b) \cdot q_{acc} &= q_{jets} + q_{adv,i} + q_{ie} \\ 0.5(1-b) \cdot q_{acc} &= q_{jets} + q_{adv,e} - q_{ie} + q_{rad} \\ \frac{\rho_0 GM}{R} \varepsilon^2 &= P_{rad} + P_{gaz} \end{aligned}$$

Chacun des termes de ces équations, dans son expression finale, met uniquement en jeu les quantités physiques de l'équilibre thermique du disque : ε , T_e et T_i . Ce sont ces trois inconnues que mon code va déterminer.

Je vais sommer les deux premières équations pour obtenir une nouvelle équation ([iii.2](#)) = ([ii.20](#)) + ([ii.21](#)), celle de l'équilibre thermique total. Enfin, j'utilise mes normalisations pour réexprimer l'équation de l'équilibre vertical. Au final, j'obtiens :

$$\begin{aligned} 0.5(1-b) q_{acc} &= q_{adv,i} + q_{ie} & \text{(iii.2)} \\ (1-b) q_{acc} &= q_{adv} + q_{rad} \\ \frac{n_i m_i c^2}{r} \varepsilon^2 &= P_{rad} + n_e k_B T_e + n_i k_B T_i \end{aligned}$$

Pour la résolution, je décide de passer les 2 dernières équations en logarithmique, mais de laisser la première telle quelle, car elle me sert de pivot lors de la résolution. Je cherche alors les zéros du système d'équation suivant :

$$\begin{aligned} 0 &= 0.5(1-b) - \frac{q_{adv,i}(\varepsilon, T_i) + q_{ie}(\varepsilon, T_e, T_i)}{q_{acc}(\varepsilon, T_e)} \\ 0 &= \log[q_{adv}(\varepsilon, T_e, T_i) + q_{rad}(\varepsilon, T_e)] - \log[(1-b) q_{acc}(\varepsilon, T_e)] \\ 0 &= \log(r) - \log[\varepsilon^2 n_e(\varepsilon) m_i c^2] + \log[P_{rad}(\varepsilon, T_e) + n_e(\varepsilon) k_B (T_e + T_i)] \end{aligned}$$

III.2 EFFETS NON-LOCAUX

iii.2.1 *Traitement numérique de l'advection*

Lors de la résolution de l'équilibre thermique d'un flot d'accrétion, l'advection doit jouer un rôle important. Si l'on ne tient pas compte de l'advection dans le disque, la solution à l'équilibre thermique sera un disque froid dont le rayonnement restera dominé par un disque multicouleur. On aura alors uniquement des spectres *soft*. Afin de reproduire des spectres *hard*, le flot d'accrétion doit nécessairement avoir une température plus chaude que l'équilibre $q_{rad} \sim q_{disp}$ ne le permet, et seule l'advection peut le faire dans notre modélisation. Résoudre l'advection de la manière la plus exacte est alors prépondérant.

Conditions aux limites

L'advection mettant en jeu des dérivées, la première question à se poser est celle des conditions aux limites. Dans notre paradigme, les parties externes sont sous la forme d'un disque standard tandis que les parties internes sont un disque éjectant. Comme expliqué plus tôt dans ce chapitre en section [iii.2.1](#), la résolution est effectuée de l'extérieur vers l'intérieur.

À grand rayon et tant que le taux d'accrétion reste faible, $\dot{m} \ll 100$, l'advection n'a aucun impact sur l'équilibre thermique d'un disque standard (SAD). Ce n'est pas du tout le cas dans un JED, pour lequel ces solutions sont très souvent dominés par l'advection $q_{adv} \gg q_{rad}$. Afin de rester cohérent avec la distribution radiale de la solution, j'impose alors que les premiers rayons de la résolution, entre r_{out} et $r_{out}/10$ soient toujours dans le mode standard. De fait, les premiers termes d'advection nuls n'auront pas d'impact sur l'équilibre des rayons très externes. Maintenant que les propriétés thermiques du disque (T_e , n_e , etc...) sont connues sur une extension assez grande, le calcul de dérivées sera possible.

Cette hypothèse pose par ailleurs un problème. Certaines solutions nécessitent que l'advection soit dominante dans le disque dès les parties externes. Ces solutions ne sont donc pas reproductibles ici. C'est une des différences avec les travaux de YUAN (2001) sur le *luminous hot accretion flow* (LHAF), ou encore certains de PETRUCCI et al. (2010) sur le JED seul. On ne pourra alors pas reproduire ces résultats directement.

Gestions des solutions

Un autre problème causé par l'advection est le traitement de la multiplicité des solutions. Dans leurs travaux, PETRUCCI et al. (2010) ont montré qu'un JED peut avoir jusqu'à trois solutions différentes à l'équilibre thermique en un rayon donné. Dans le code, on souhaite obtenir toutes les solutions proposées par le JED et le SAD à tous les rayons. Le problème est donc double :

(1) Le nombre de solutions peut changer à tout rayon. Cela signifie que même si une unique solution est possible en r_{n-1} , trois solutions peuvent être possibles en r_n . Inversement, si trois solutions sont trouvées en r_{n-1} , il se pourrait qu'une seule solution ne soit possible en r_n .

(2) Chacune des solutions trouvées doit correspondre à une branche cohérente : chaude, instable ou froide. C'est à dire que les dérivées doivent être calculées sur chaque branche

séparément, et donc le système d'équations résolu sur chacune des branches séparément.

Si l'on cumule ces deux problèmes, à tout rayon l'ensemble des solutions n'est pas forcément le même sur chacune des branches. Prenons un exemple simple. Si l'on a trois solutions en r_{n-1} , on va rechercher sur chacune des trois branches les solutions possibles à l'équilibre thermique. Chacune des solutions est alors traitée différemment et en r_n on peut alors avoir une ou trois solutions sur chacune de ces branches. On a donc jusqu'à neuf solutions potentielles !

Solution unique en r_{n-1}

Afin de détailler l'algorithme utilisé, je commence par le cas le plus simple, où une unique solution est possible en r_{n-1} .

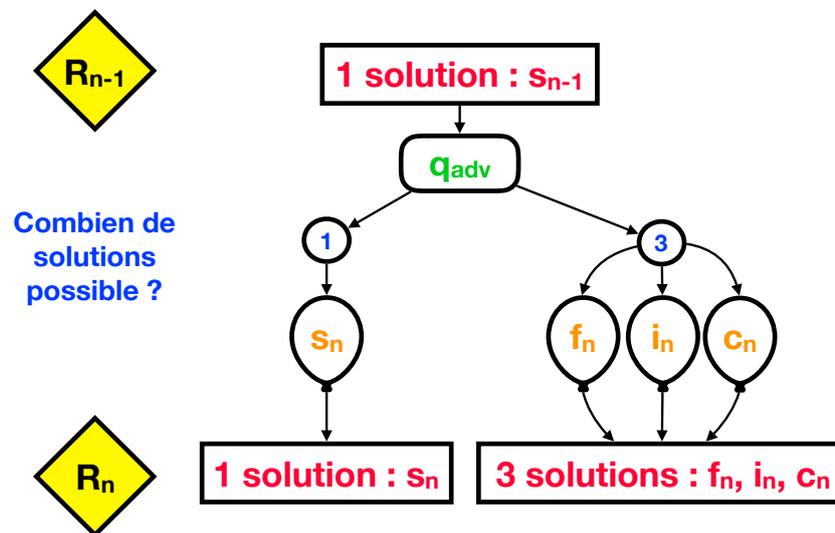


FIGURE iii.3. – Algorithme, de haut en bas, dans le cas où une seule solution a été obtenue en $r_{n-1} > r_n$.

Dans ce cas simple, une unique branche est alors présente et il n'y a donc qu'une seule manière de calculer l'advection $q_{adv} = q_{adv}(r_n)$ (en vert, FIGURE iii.3) avec les termes présents en r_{n-1} sur cette branche : $m_s(r_{n-1}), P_\alpha(r_{n-1}), etc...$ En utilisant ces valeurs, je scanne l'espace des solutions pour déterminer combien de solutions sont possibles en r_n (en bleu, FIGURE iii.3). Si une unique solution est possible, la connexion est directe et on se trouve toujours sur une seule branche. Si trois solutions sont possibles, on aura alors trois branches possibles en r_n , et donc trois termes d'advection en $n + 1$.

Trois solutions en r_{n-1}

Si maintenant trois solutions ont été obtenues en r_{n-1} , trois branches existent. La branche froide, la branche instable et la branche chaude, cf FIGURE iii.4. Chacune de ces trois branches est traitée séparément, comme si elle était issue d'une unique solution. C'est ce qui est représenté par les trois boîtes $q_{adv,f}, q_{adv,i}$ et $q_{adv,c}$ sur la FIGURE iii.4.

Sur chacune des branches on a jusqu'à trois solutions possibles. On aurait donc jusqu'à neuf solutions potentielles, dont seulement trois sont physiquement réalistes : la solution froide f_n sur la branche froide f , la solution instable i_n sur la branche instable i et la solution chaude c_n sur la branche chaude c . Ce sont les solutions non transparentes sur la FIGURE iii.4.

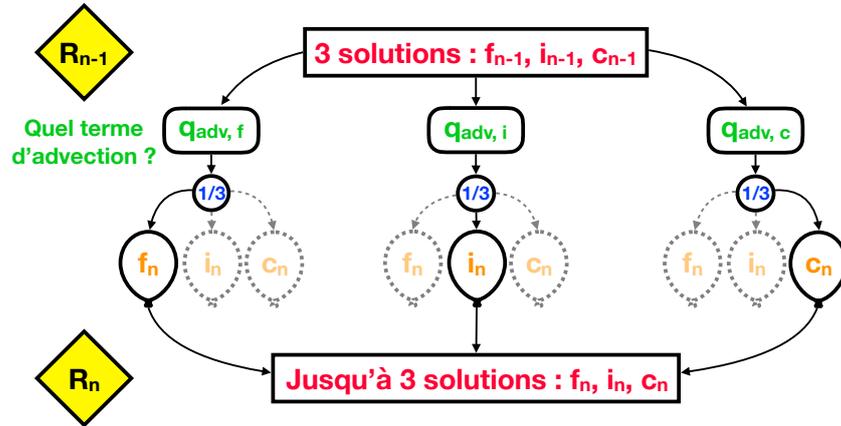


FIGURE iii.4. – Algorithme dans le cas où trois solutions sont possible en r_{n-1} . Chacune de ces solutions peut donner naissance à trois solutions r_n , mais uniquement celle associée à sa branche est physiquement réaliste.

Lorsque les trois solutions sont possibles sur chaque branche, on ne garde que la solution de même nature. Si, sur une même branche, trois solutions sont possibles, il suffit de les classer par température pour déterminer laquelle garder. Si, en revanche, une seule solution est présente, elle ne sera conservée que si elle est bien sur la bonne branche.

On pourrait imaginer une situation où uniquement deux branches présentent des solutions. C'est par exemple le cas si les branches instable et chaude présentent une solution de même nature en r_n , mais que la branche froide n'en présente pas. On se retrouve alors dans une configuration où deux solutions sont possibles en n . Si cette situation avec deux solutions se présente, le code s'adapte et sacrifie la solution instable pendant la résolution. C'est à dire que si les deux solutions trouvées sont la froide et la chaude, la résolution continue avec deux solutions tout du long. Si l'instable fait partie des deux solutions, je continue la résolution avec uniquement l'autre solution possible. Ce cas se présente très rarement. En pratique, lorsque la branche froide f ne donne que la solution chaude c , la branche instable i elle aussi ne donne que la solution chaude. Ceci est aussi vrai pour les branches chaude et instable ne donnant qu'une solution froide possible. Quand cela se produit, l'utilisateur est averti qu'une solution a possiblement été manquée.

Calcul des dérivées

Le calcul du terme d'advection a été développé en section ii.2.3. Pour chacun des fluides α (photons, électrons, ions) considérés dans le plasma, l'advection s'exprime $q_{adv,\alpha} = q_{adv,*} \cdot P_\alpha / P_{tot} \cdot \Delta_\alpha$, voir équation ii.26, avec :

$$\Delta_\alpha = \frac{\gamma_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \left(\frac{1}{2} + \frac{\partial \ln(m_s \varepsilon)}{\partial \ln r} \right) + \frac{1}{\gamma_\alpha - 1} \frac{\partial \ln P_\alpha}{\partial \ln r}$$

où les γ_α sont des constantes, et où $m_s \varepsilon$ et P_α sont des fonctions du rayon. En un rayon r , la résolution de l'équilibre thermique se faisant de l'extérieur vers l'intérieur, seuls les termes à "droite" de r sont connus. Si l'on traduit ce problème de manière discrète, on cherche à estimer la dérivée d'une fonction en r_n en ne connaissant que la fonction aux r_{n-1} , r_{n-2} , etc... jusqu'à r_0 .

Disons pour simplifier que l'on considère ici une fonction du rayon $f(r)$, dont on cherche à exprimer la dérivée $\partial f/\partial r$ en r_n , c'est à dire dans l'anneau $[r_n, r_{n-1}]$. Ayant résolu l'équilibre thermique dans les nombreux premiers rayons $r_m > r_n$, cf section iii.2.1, je dispose donc des valeurs $f(r_{n-p}) = f(r_n(1+a)^p)$ pour un certain nombre de valeurs de $p < n$.

À l'aide de la série de Taylor de la fonction f , j'obtiens une estimation des valeurs $f(r_{n-p})$ en fonction des dérivées de f en r_n :

$$\begin{aligned} f(r_{n-p}) &= f(r_n) + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{(r_{n-p} - r_n)^k}{k!} \frac{\partial_k f}{\partial R^k}(r_n) \right] \\ &= f(r_n) + \sum_{k=1}^m \left[((1+a)^p - 1)^k \frac{r_n^k}{k!} \frac{\partial_k f}{\partial R^k}(r_n) \right] + o(a^{m+1}) \end{aligned}$$

En utilisant plusieurs valeurs de p , on peut alors inverser ces équations pour obtenir une estimation de $\partial f/\partial R$ en r_n . Par exemple, si l'on désire avoir une estimation de $\partial f/\partial R$ en r_n aussi précise que $o(a^2)$, on doit utiliser deux valeurs précédentes $f_p = f(r_{n-p})$, c'est à dire les valeurs f_n en r_n , f_{n-1} en r_{n-1} et f_{n-2} en r_{n-2} . On a alors les 2 équations suivantes :

$$\begin{aligned} f_{n-1} &= f_n + ar_n f'(r_n) + \frac{a^2}{2} r_n^2 f''(r_n) \\ f_{n-2} &= f_n + (a^2 + 2a)r_n f'(r_n) + \frac{(a^2 + 2a)^2}{2} r_n^2 f''(r_n) \end{aligned}$$

En réajustant ces équations, j'obtiens alors une estimation au second ordre de la dérivée de f en r_n :

$$\frac{\partial f}{\partial R}(r_n) = f'(r_n) = \frac{(2+a)^2(f_{n-1} - f_n) - (f_{n-2} - f_n)}{(a^3 + 3a^2 + 2a)r_n}$$

Mathématiquement, plus j'utilise de points m tels que $r_m > r_n$ et plus cette dérivée sera exacte. Mais, non seulement augmenter le nombre de points complique le calcul, mais utiliser plus de points pose deux nouveaux problèmes car : (1) la dérivée que j'utilise est uniquement une dérivée "droite" et (2) je ne dispose que d'une résolution discrète des équations.

Dans les disques d'accrétion, les transitions entre branches se produisent d'un rayon à l'autre. Dans notre résolution, le disque externe est en permanence sous forme d'un SAD, donc sur une branche froide. Si l'on veut être capable de déterminer des solutions chaudes, il nous faut pouvoir subir des variations rapides de quantités physiques telles que la température par exemple. En n'utilisant que la dérivée "droite" et une distribution discrète à pas fixe, on se retrouve alors dans une situation schématisée en FIGURE iii.5.

Sur cette figure, je tente d'illustrer de la manière la plus simple le problème qui se pose si l'on utilise trop de points en dérivée "droite". Je me place dans un cas (très fréquent) où une unique solution froide est présente jusqu'à $n-1$, la branche froide f , puis trois solutions sont possibles en n et $n+1$, les branches froide, instable et chaude (de bas en haut sur la FIGURE iii.5). Je représente la branche froide avec une pente quasiment constante, ce qui est très réaliste dans les disques standard où T_e est une loi de puissance du rayon.

Supposons alors que l'on utilise les trois points précédents en rayon r_{n-3} , r_{n-2} et r_{n-1} pour calculer q_{adv} . Ayant un modèle discret, les variations de la dérivée se font sur une

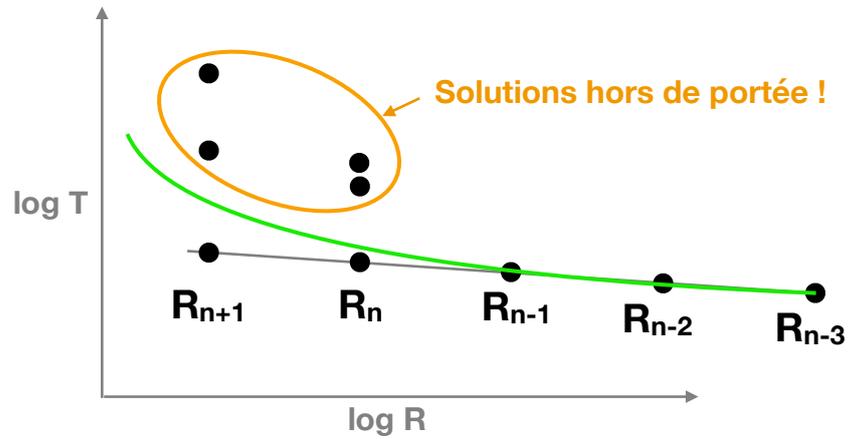


FIGURE iii.5. – Schéma de dérivée droite du troisième ordre

échelle de distance proche de la distance entre deux points. Plus l'on utilisera de points r_{n-p} en branche froide, alors plus la solution passant par ces points sera contrainte à rester sur la branche froide. En vert, sur la FIGURE iii.5, est illustrée une solution passant par les trois points précédents, et qui apparaît comme une direction extrême : *i.e.* si l'on veut aller plus haut en température il n'est plus possible de passer par tous les points précédents. On imagine bien qu'en utilisant tous les points considérés ici, on n'obtiendra pas les solutions entourées en orange.

En pratique, c'est exactement ce qui se produit. Si trop de points sont utilisés, les solutions trouvées sont uniquement celles associées à la branche initiale, donc sur la branche froide. Certains modèles présument que la solution chaude, dès lors qu'elle est possible, est la solution choisie par la physique. Dans notre cas, il n'est pas clair quelle solution sera privilégiée. Il n'est d'ailleurs même pas clair non plus que l'équilibre thermique soit imposé par les rayons internes ou par les rayons externes. Pour cette raison, la solution globale d'une configuration après résolution ne doit pas être dépendante des conditions aux limites. Je calcule donc la dérivée dans sa formulation la plus simple, en utilisant la formule suivante :

$$\frac{\partial \ln f}{\partial \ln r}(r_n) = \frac{\ln [f(r_{n-1})/f(r_n)]}{\ln [r_{n-1}/r_n]} \quad (\text{iii.3})$$

L'une des méthodes pour obtenir ces solutions qui paraissent inaccessibles avec une formule à un ordre trop élevé serait d'utiliser un pas adaptatif. C'est à dire que a puisse être une variable du rayon (voir par exemple HAMEURY et al., 1998). Le problème ici, c'est que le pas nous est imposé par la création auto-cohérente de spectres. En outre, je discute dans la suite des problèmes qu'amène l'utilisation de cette dérivée du premier ordre.

Afin d'illustrer l'efficacité de la résolution avec l'équation iii.3, on peut voir en FIGURE iii.6 un exemple de résolution. Cette configuration est sélectionnée volontairement pour illustrer les plus fortes variations de terme d'advection, je ne montre donc que la partie du disque où l'advection varie. Pour des questions de clarté, les branches froide et instable sont rendues transparentes dès que la branche chaude existe. Dans cette partie du disque, seule la branche froide ($T_e \simeq 10^{5-6}$ K) existait dans les parties extérieures, $r > 230$. Puis, deux nouvelles branches apparaissent en $r \sim 230$, les branches chaude ($T_e \simeq 10^{7-9}$ K) et instable

($T_e \simeq 10^7$ K). Je détaillerai plus tard en section iv.2 les différentes propriétés et possibilités données par ces solutions.

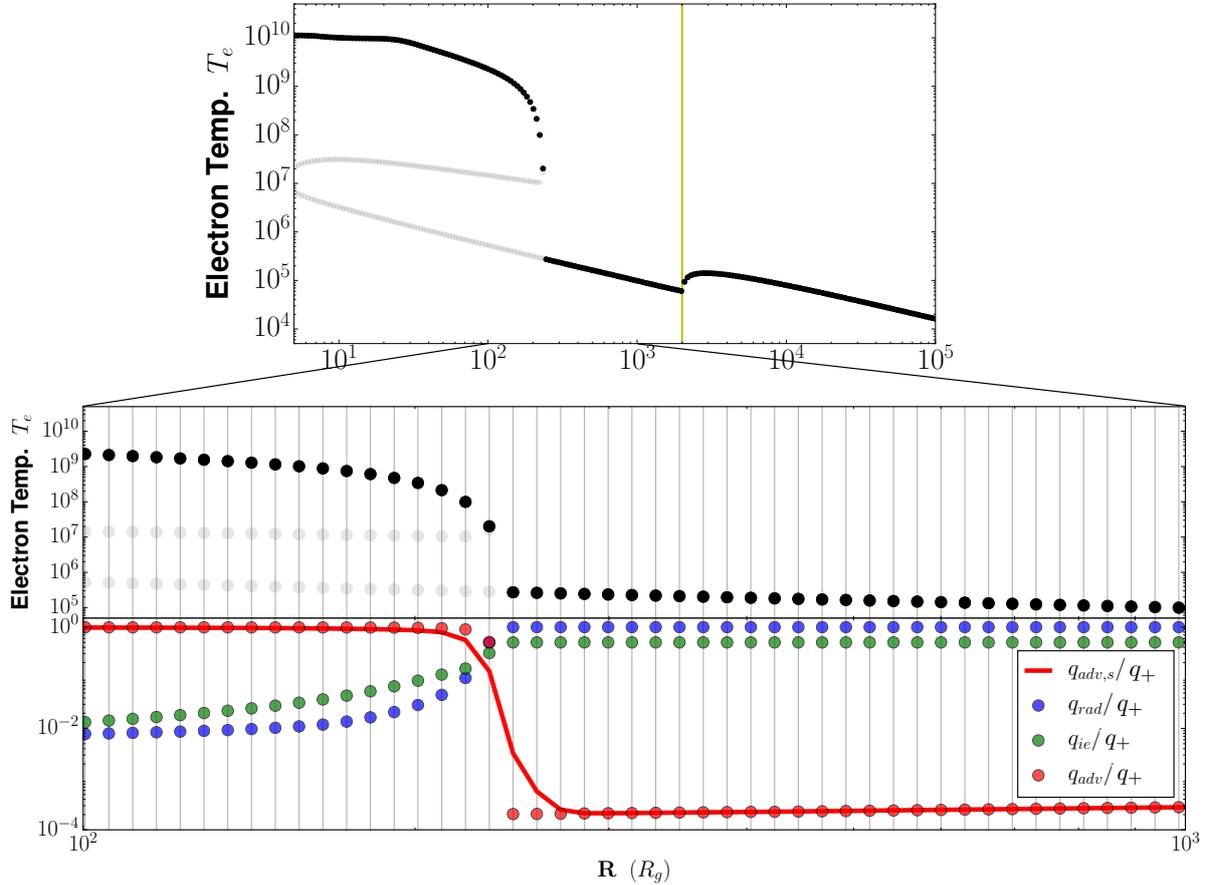


FIGURE iii.6. – Température centrale électronique d'équilibre (haut et milieu) et différents termes énergétiques (bas) associés à la solution la plus chaude : branche froide en $r > 230$, puis branche chaude en $r < 230$. Les termes q_{ie} , q_{rad} et q_{adv} sont issus de la résolution, et le terme $q_{adv,s}$ est une vérification post-résolution (voir texte). Cette simulation a été faite pour $\mu = 0.5$, $r_{in} = 5$, $r_J = 2 \cdot 10^3$, $r_{out} = 10^5$, $\alpha_v = 0.1$, $\omega = 0$, $b = 0.5$, $m_s = 1$, $\zeta = 0.01$, $\dot{m}_{in} = 0.05$ et $N = 200$ points (ou $a = 0.05$).

Dans cette configuration, on peut voir que les variations en température et en advection d'une branche à l'autre peuvent être énormes. Ici, le terme d'advection est passé de $q_{adv} \sim 10^{-4}q_+$ à $q_{adv} \sim 0.5q_+$ en un unique pas en rayon, entre $r_{n-1} = 230$ à $r_n = 230/(1.05) = 219$. En utilisant plus de deux points pour calculer la dérivée dans ce cas là, seule la branche froide aurait été obtenue.

Mais fait-on une erreur importante en choisissant cette dérivée peu précise ? Pour le savoir, une fois les fonctions $m_s(r)$, $P_{rad}(r)$, $etc(r)$ obtenues, je peux recalculer une dérivée plus précise en utilisant, cette fois-ci, des points à droite r_{n-p} et à gauche r_{n+p} de chaque pas r_n . Une estimation $q_{adv,s}$ a été représentée en utilisant trois points de chaque côté. On observe que par rapport au terme d'advection calculé pendant la résolution, cette courbe a été lissée et laisse place à une transition moins brusque entre les branches, notamment pour les deux points de chaque côté du changement de branche ($210 < r < 258$). La solution de l'équilibre serait alors modifiée uniquement à la transition, mais sur une échelle de l'ordre de $H \sim 0.1R$

ici.

Au final, l'utilisation d'une dérivée d'ordre un me permet une très bonne détermination des branches de solutions possibles, tout en ne produisant des erreurs dans le calcul des dérivés que sur une échelle petite dans le disque. C'est donc un très bon compromis.

iii.2.2 Traitement numérique de l'illumination

Problématique

Le deuxième effet non-local à prendre en compte après l'advection est un effet d'illumination. Cet effet est dû à la présence de gradients de températures très importants dans le flot d'accrétion, avec un disque standard externe et un disque éjectant interne. Le disque éjectant est connu pour avoir des solutions optiquement minces et chaudes ($T_e > 10^{8-9}$ K) et le disque standard, quant à lui, donne naissance à des solutions optiquement épaisses et froides ($T_e < 10^{6-7}$ K). On a donc un plasma chaud et optiquement mince, entouré par un plasma froid et optiquement épais. C'est une situation propice aux effets Compton inverse, et il nous faut donc les prendre en compte.

Afin de discuter concrètement de cet effet, prenons une configuration basique sans considérer l'illumination, avec $\mu = 0.5$, $r_{in} = 3$, $r_J = 50$, $r_{out} = 10^5$, $\alpha_v = 0.1$, $\omega = 0$, $b = 0.5$, $m_s = 1$, $\zeta = 0.01$, $\dot{m}_{in} = 0.05$ et $N = 200$ points (ou $a = 0.05$). Sur la FIGURE iii.7 est représentée la

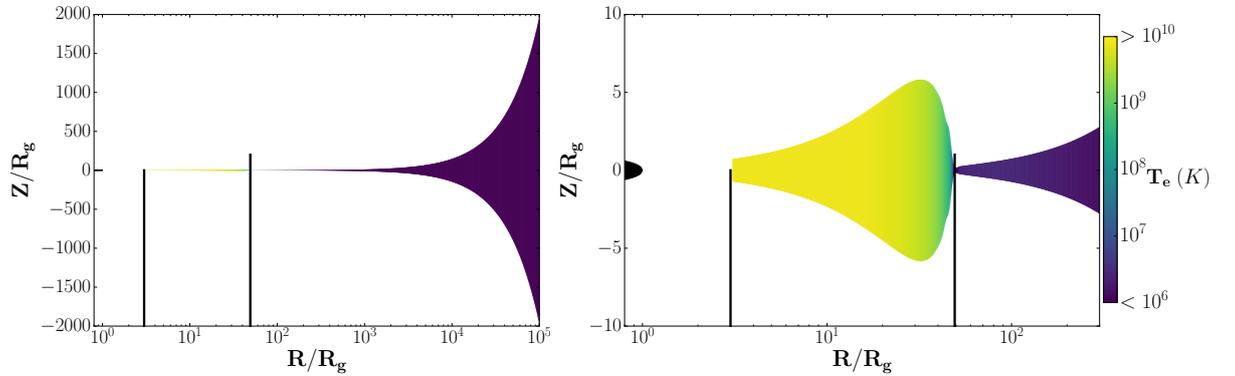


FIGURE iii.7. – Représentation réaliste d'une configuration sans illumination. L'échelle de hauteur est respectée, et la couleur représente la température électronique centrale du disque.

solution de disque obtenue, avec la taille réelle du disque et la température électronique en couleur. Il est important de noter que l'axe radial est une échelle logarithmique et que l'axe vertical est linéaire. Entre r_{in} et r_J , le flot d'accrétion est un disque éjectant. Puis, au delà de r_J , le disque est maintenant dans le mode standard. Bien que ce ne soit pas représenté ici, le disque interne est optiquement mince et le disque externe optiquement épais. À la vue de cette géométrie, il apparaît évident qu'un nombre important de photons froids venant du disque standard sera capté par le disque éjectant. Les parties externes $R > 1000$ émettent un très grand nombre de photons très froids dans toutes les directions, mais la très grande distance entre ces régions et le disque interne réduit drastiquement leur effet. Je néglige alors le refroidissement radiatif à ces distances. Les parties internes du disque standard sont bien plus proches de la zone du disque éjectant et leur effet n'est alors pas négligeable.

Paramétrisation

Une manière générale de décrire l'illumination est de supposer qu'une fraction de la luminosité du disque standard pénètre dans la zone du disque éjectant. Concrètement, le JED est soit très fin et optiquement épais, soit épais et optiquement mince. Je peux alors me permettre l'hypothèse que la géométrie du JED ne modifie pas la densité de photons reçus en tout point $R < r_J$. Tout dépend alors du disque standard. Le SAD s'étend jusqu'au rayon de transition r_J , où il a une luminosité totale L_{SAD} qui peut s'exprimer de deux manières différentes :

$$L_{SAD} = GM\dot{M}/2R_J \simeq 4\pi R_*^2 \sigma_B T_s^4 \quad (\text{iii.4})$$

où $T_s = T_{eff}(R_*)$ est la température du disque émise en R_* , où $R_* = r_* R_g$ est défini comme le rayon où la température de surface du disque atteint son maximum (FRANK, KING et RAINE, 2002), appelée température effective du disque. Cette température est déterminée pendant la résolution.

Estimer précisément le nombre et la température des photons émis par le SAD atteignant chaque région du JED relève d'un travail en soi, très loin de ce que l'on cherche à faire ici. On se contentera alors, faute de mieux, de supposer que l'ensemble des photons émis par le SAD a une température T_s , et est émis en r_* avec une luminosité L_{SAD} . Géométriquement parlant, tous les photons émis par le SAD ne vont pas entrer dans le JED. J'appelle $0 < \omega < 1$ la portion des photons émis par le disque standard qui entrent dans la zone du JED, *i.e.* dans la sphère de rayon r_J . La valeur de ω est discutée en section iii.2.2, son effet en section v.1.3.

En première approximation, on pourrait penser que plus l'on est proche du SAD, *i.e.* $r_{in} \ll r \lesssim r_J$, et plus l'illumination sera importante. Mais au fur et à mesure que l'on s'éloigne de r_J dans le disque on se rapproche de r_{in} , et donc plus on se rapproche du reste¹ du disque. Prenant en compte cet effet, on va supposer que le rayonnement du disque standard créé un champ de photons uniforme à l'intérieur de la sphère de rayon r_J . Donnant alors la densité d'énergie suivante :

$$U_{rad} = \omega \frac{L_{SAD}}{4\pi R_J^2 c} \quad (\text{iii.5})$$

En chaque rayon r dans le disque, une sphère de rayon $H = \varepsilon r R_g$ recevra alors une puissance $L_s = U_{rad}/4\pi H^2 c$. Au final, en rapportant toutes les équations de cette section, on obtient la luminosité suivante dans chaque sphère de rayon H située à une distance r dans le disque :

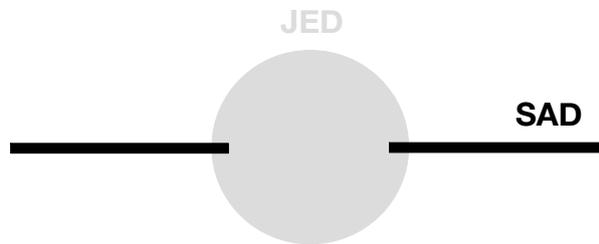
$$L_s = 4\pi R_g^2 r_*^2 \sigma_B T_s^4 \omega \left(\frac{\varepsilon r}{r_J} \right)^2 \quad (\text{iii.6})$$

C'est ce paramètre qui sera utilisé pour calculer le refroidissement dû aux phénomènes d'illuminations, voir section iii.3.

1. Autres rayons et autres angles θ en rotation cylindrique.

Valeur de ω

Si $\omega = 0$, cela signifie que le SAD n'émet aucun rayonnement vers les parties centrales du disque, ce qui constitue donc une valeur extrême. Si $\omega = 1/2$, alors on considère que 50% du rayonnement du SAD pénètre la sphère de rayon r_J , tandis que les 50% restants sont émis vers l'extérieur. C'est une valeur maximale car bien que cette valeur soit de 50% pour le rayonnement du SAD en r_J^+ , elle décroît rapidement lorsque l'on s'éloigne dans le SAD ($r > r_J$). De plus, considérer que 50% du rayonnement total entre dans la sphère est alors aussi une valeur extrême. On a donc $0 < \omega < 0.5$. Voyons de plus près les estimations qui ont été faites dans la littérature. Au vu de la difficulté du problème, et même si cette approximation paraît grossière, tous ces travaux utilisent une valeur de ω constante en fonction du rayon.



Adapté de ZDZIARSKI, LUBIŃSKI et SMITH (1999)

FIGURE iii.8. – Géométrie simple usuellement considérée pour estimer la valeur de ω_0 .

La méthode d'estimation la plus simple revient à supposer que le disque froid (le SAD) est infiniment mince tandis que la couronne chaude (le JED) est une sphère de rayon r_J (voir FIGURE iii.8). Il y a alors une portion ω_0 qui est captée par le JED interne,

$$\omega_0 = \omega \left(\frac{\varepsilon r}{r_J} \right)^2$$

Ces études ont donné des estimations allant de $\omega_0 \sim 2\%$ dans le cas de simulations incluant la condition no-torque à la transition entre les "disques", à $\omega_0 \sim 25\%$ en faisant l'hypothèse inverse (voir par exemple ZDZIARSKI, LUBIŃSKI et SMITH, 1999; IBRAGIMOV et al., 2005). Dans notre cas, comme nous faisons l'hypothèse qu'une condition no-torque est présente à la transition, il serait alors naturel de penser que $\omega_0 \sim 2\%$.

Considérer que le disque éjectant a une géométrie sphérique est clairement une surestimation du volume du JED, et donc une surestimation du nombre de photons captés par le JED. Et cela, rien que dans les parties externes du JED. Cet effet est pris en compte par le facteur $H/R_J = \varepsilon r/r_J$ dans l'équation (iii.6). Il est aussi clair que, au fur et à mesure que l'on s'éloigne du disque standard, le nombre de photons froids reçus devrait diminuer, et on se retrouverait alors avec $\omega_0(r) < \omega_0(r_J) = \omega_0$.

Mais en même temps, certains effets négligés pourraient très bien augmenter la valeur de ω_0 . Le premier, et certainement le plus important, est l'hypothèse que le disque froid est infiniment mince. Ceci suggère que la majorité du rayonnement est émise verticalement, et n'est donc pas reçue par le disque interne. En réalité, cette approximation est importante (cf

FIGURE ii.2), et elle tend à diminuer la valeur de ω_0 (voir par exemple MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER, 2005; MAYER et PRINGLE, 2007). Le second, c'est l'hypothèse qu'aucun rayonnement n'est émis radialement à la transition entre les deux disques. Or, en r_J , une part du rayonnement non négligeable est émise radialement. Le disque interne étant optiquement mince, ce rayonnement radial sera alors reçu par tous les rayons internes du disque! Là encore, c'est donc une hypothèse qui sous-estime nettement les effets du rayonnement. Le troisième, c'est l'effet de "reprocessing". Les rayons X émis par le disque interne vont naturellement chauffer le disque externe et augmenter l'émission du disque standard (POUTANEN, VELEDINA et ZDZIARSKI, 2018). Tout cela revient à augmenter la valeur de ω_0 . Le quatrième et dernier est le résultat des effets de courbure des rayons lumineux, aussi appelé *gravitational light bending*. Ces effets sont importants notamment dans le cas où l'on se situe très près du trou noir, *i.e.* lorsque $r_J \gtrsim r_{in}$. Des simulations de *ray tracing* sont nécessaires ici afin d'estimer quels seraient ces effets de manière plus précise.

Au final, on s'attend à ce que la valeur de ω puisse être extrêmement importante, pouvant atteindre le maximum de 50% pour les petits r_J . Mais à grand r_J , ce facteur peut tout à fait être aussi petit que 1%. On prendra alors $1\% < \omega < 50\%$ et la valeur sera fixée plus tard, une fois l'effet de ce paramètre illustré en section v.1.3.

III.3 TRAITEMENT NUMÉRIQUE DU RAYONNEMENT OPTIQUEMENT MINCE

L'un des termes les plus importants de la résolution se trouve être le terme de rayonnement. Une des forces de mon code est qu'il est capable de traiter les rayonnements optiquement minces et épais, le tout en produisant des spectres auto-cohérents avec la résolution. Dans cette section, j'explique comment le rayonnement optiquement mince est estimé à l'aide du code BELM.

Précédemment, on a introduit l'équation (ii.34) : $q_{thin} = q_{C,Br} + q_{C,Sy} + q_{IC}$ qui concentre tous les termes de rayonnement optiquement minces. Dans mon code, tous ces termes sont gérés par le code BELM (BELMONT, MALZAC et MARCOWITH, 2008; BELMONT, 2009). BELM résout les équations cinétiques d'une distribution homogène et isotrope de photons, d'électrons et de positrons. La résolution peut se faire dans un volume d'une forme particulière, et sera ici faite dans une sphère de rayon $R_s = H$. Ce code prend en compte les effets de diffusion Compton des rayonnement synchrotron $q_{C,Sy}$ et de freinage $q_{C,Br}$, de production et annihilation de paires (pas prise en compte dans mon cas), ainsi que les collisions électrons-électrons et électrons-positrons (ignoré ici aussi). Il est aussi capable de prendre en compte l'injection de photons externes (BELMONT, MALZAC et MARCOWITH, 2008, section 2.5), ce qui le rend totalement adapté à l'estimation des effets d'illumination q_{IC} . Une fois les compacités résultantes du code I_{BELM} transformées en énergie volumique q_{thin} , le code BELM sera donc parfait pour la résolution des rayonnements optiquement minces. Il fournit par ailleurs le spectre auto-cohérent associé à cette compacité. Je détaille dans la suite comment, à partir du code brut BELM, est estimé le terme q_{thin} . La production des spectres optiquement minces sera détaillée plus tard en section iii.4.2.

iii.3.1 Calcul de q_{thin} à partir de BELM

Dans la sphère de rayon h considérée au rayon r , les phénomènes radiatifs sont dépendants de plusieurs paramètres. Évidemment, l'épaisseur optique τ_T (ou, de manière équivalente la densité n_e) et la température des électrons T_e entrent en jeu dans tous les cas. Ces deux quantités déterminent alors le rayonnement de freinage. En ajoutant la valeur du champ magnétique $||\vec{B}||$, qui sera paramétrisée par la valeur de μ , on obtient alors le rayonnement synchrotron. L'illumination est traitée ici en considérant une unique source extérieure de photons à une température T_s , avec un flux² L_s , voir eq. (iii.6). Évidemment, tous ces processus sont dépendants de la géométrie du système, i.e. le rayon de la sphère h .

Au final, à chaque rayon donné r , le code BELM donne une compacité l_{BELM} associée à tous ces paramètres :

$$l_{BELM} = l_{BELM} \left(\underbrace{T_s, L_s}_{\text{illumination}}, \underbrace{\mu, T_e, \tau_T, h}_{\text{plasma}} \right)$$

Parmi les six paramètres, regardons en détail le paramètre μ . On a deux valeurs très différentes de μ suivant le flot d'accrétion dans lequel on se situe : $\mu_{SAD} \ll 1$ et $\mu_{JED} = \mu \sim 0.1 - 1$. On va donc créer des tables pour différentes valeurs de μ , telles que :

$$l_{BELM} = l_{BELM, \mu}(T_s, L_s, T_e, \tau_T, h) \quad (\text{iii.7})$$

et j'utiliserai des tables différentes pour le JED et pour le SAD. Comme μ_{JED} est supposé constant, une seule table suffira pour le JED pour une seule configuration. Lorsque $\mu \ll 1$, l'émission synchrotron a un effet négligeable sur le spectre en rayons X, une table avec par exemple $\mu = 10^{-3}$ suffira alors pour le SAD. Au final, 2 tables suffiront donc pour résoudre une configuration.

Les compacités utilisées par BELM sont sans unités, telles que celles définies par GUILBERT, FABIAN et REES (1983). Comme je résous mes équations en énergie volumique, i.e. en $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-3}$, il faut ré-exprimer cette compacité dans le bon système d'unités. Une compacité est liée à une luminosité totale, en erg.s^{-1} , via la formule $L = l \times (R_s m_e c^3 / \sigma_T)$, où $R_s = H$ ici. On aura donc, après multiplication par ce facteur $H m_e c^3 / \sigma_T$, la puissance rayonnée dans la sphère totale de rayon H . En divisant par le volume de la sphère $4/3 \pi(H)^3$, on obtient alors la puissance rayonnée par unité de volume dans le régime optiquement mince. Après simplifications :

$$q_{thin} = l_{BELM, \mu} \frac{3m_e c^3}{4\sigma_T \pi R_g^2} (\epsilon r)^{-2} \quad (\text{iii.8})$$

Le problème, maintenant, est que dans chaque anneau à un rayon r le zéro des équations résolues n'est pas aisé à trouver. Les termes de chaque équation à résoudre (dont q_{thin}) sont calculés des dizaines de fois jusqu'à trouver le véritable équilibre thermique. Il faut donc, en toute rigueur, que le code BELM soit utilisé des dizaines de fois pour déterminer l'équilibre

2. En pratique, ce terme est aussi exprimé sous forme d'une compacité, avec le même facteur ($h R_g m_e c^3 / \sigma_T$) que pour q_{thin} . Mais j'utiliserai dans le texte les valeurs de L_s , et non $l_s = L_s \times \sigma_T / (h R_g m_e c^3)$

thermique du disque, et cela à chaque pas en rayon. Or, le code BELM étant très complet, chaque résolution prend un temps typique bien supérieur à une seconde (BELMONT, MALZAC et MARCOWITH, 2008, section 3.4). La résolution complète de l'équilibre thermique d'une configuration donnée, ayant N points au total, prendrait alors des dizaines de secondes pour chaque pas en rayon. Rien qu'avec 10 pas en rayon sur les 5 ordres de grandeurs considérés, ce qui est bien insuffisant, cela correspond à plus d'une minute ! Ce n'est pas raisonnable. Afin de contourner ce problème, il a été décidé avec l'auteur de BELM, Renaud Belmont, que l'utilisation de tables pour le rayonnement était la meilleure solution. Mon code va donc, pour chaque paramètre, interpoler dans les tables afin d'obtenir la valeur désirée.

iii.3.2 Choix des tables

La détermination de l_{BELM} mettant en jeu six paramètres *a priori* indépendants, les tables complètes à μ constant devront tout de même avoir cinq dimensions : T_s et L_s pour l'illumination et T_e, τ_T, h pour les paramètres locaux du plasma. Parmi ces paramètres, certains sont susceptibles de varier sur plusieurs ordres de grandeurs, comme la température électronique T_e du disque qui peut être aussi basse que 10^{4-5} K dans le SAD tout en dépassant très aisément 10^{10} K dans le JED. De même, le rayon de la sphère $h = \varepsilon r$ peut varier de cinq ordres de grandeurs sur une unique configuration. Si on imagine n'utiliser que dix valeurs pour chacun de ces cinq paramètres, ce qui est clairement insuffisant, on aura alors 10^5 valeurs de compacités l_{BELM} : *i.e.* des fichiers de plusieurs Go. Ajoutez à cela le souhait que l'on a d'avoir pour chacune de ces compacités un spectre auto-cohérent associé, *i.e.* L_ν pour un grand nombre de valeurs de ν , et les tables atteignent alors rapidement une taille ingérable.

Table JED seul

Dans un premier temps, prenons l'exemple d'une résolution où l'on néglige les phénomènes d'illumination : $\omega = 0$. Dans ce cas précis, il est inutile d'inclure la température et le flux des rayonnements d'illumination T_s et L_s . Une table avec seulement T_e, τ_T, h est suffisante. Renaud B. m'a préparé des tables à μ fixe et avec plusieurs rayons h , mais sans inclure les processus d'illuminations :

$$l_{\text{BELM}} = l_{\text{BELM},\mu}(T_e, \tau_T, h) \quad \text{pour } \mu = 0.1, 0.5 \text{ et } 1$$

Ces tables ont été calculées pour 50 valeurs de τ_T et de T_e répartie logarithmiquement respectivement dans les intervalles $\tau_T \in [10^{-6}, 5 \times 10^2]$ et $T_e \in [5 \times 10^4, 2 \times 10^{11}]$ K. Le tout pour 20 valeurs de h dans l'intervalle $H \in [1 \times 10^3, 1 \times 10^{10}]$ cm, ou de manière équivalente $h \in [10^{-3}, 10^4]$.

Ces tables sont donc parfaitement adaptées à une résolution précise d'une configuration de JED seul. C'est à dire dès lors que $r_J \gg r_{in}$, où les parties externes auront donc un effet spectral totalement négligeable, et où l'illumination serait négligeable dans les parties internes quoi qu'il arrive. Ce sont ces tables que j'utilise dans MARCEL et al. (2018a), ainsi que dans tout le chapitre iv.

Table hybride JED-SAD

Les phénomènes de refroidissements radiatifs étant totalement non-linéaires, certains paramètres locaux ont donc aussi des effets non-linéaires. C'est le cas des quatre paramètres

associés aux températures et aux nombres des électrons (T_e et τ_T) et photons (T_s et L_s) réunis dans la sphère. Le seul paramètre restant dont l'effet est prévisible est le rayon de la sphère H . En régime optiquement mince, ce paramètre ne fait que modifier le libre parcours moyen des photons et a donc peu d'impact pour peu que l'ordre de grandeur soit le bon. En régime optiquement épais, $q_{rad} \simeq q_{thick}$ est indépendant de q_{thin} . Pour cette raison, nous pensons avec Renaud B. qu'une table à H variable apporte peu de différences par rapport à une table où $h = h_s$ sera fixé, pour peu que le h_s soit bien choisi, voir section [iii.3.4](#).

L'énergie d'accrétion étant inversement proportionnelle au rayon dans le disque, les rayons dont le rayonnement est dominant sont situés entre r_{in} et $10r_{in}$, *i.e.* entre 1 et 60. À ces rayons et dans les taux d'accrétions réalistes pour les binaires X, le SAD est uniquement dans un état optiquement épais. Le JED, quant à lui, a montré qu'il a un rapport d'aspect typique de l'ordre de $\varepsilon \sim 0.01 - 0.1$. Autrement dit, le calcul du rayonnement optiquement mince est le plus important pour des demi-hauteurs de disque h allant de 0.1 à 6. Il semble alors que $h = 1$ soit un bon compromis. Je dispose donc de plusieurs tables à μ et h_s constants :

$$l_{\text{BELM}} = l_{\text{BELM},\mu,h_s}(T_s, L_s, T_e, \tau_T) \quad \text{pour } \mu = 10^{-3}, 10^{-2}, 0.1, 0.5 \text{ et } 1$$

Ces tables ont été calculées pour 20 valeurs de chacun des quatre paramètres, réparties logarithmiquement. Pour des raisons historiques, plutôt que de créer ces tables en T_e , elles ont été produites en $y = \tau_T \frac{k_B T_e}{m_e c^2}$, avec vingt valeurs de $y \in [1 \times 10^{-8}, 3 \times 10^2]$. Puis, comme précédemment $\tau_T \in [10^{-6}, 5 \times 10^2]$. On aura alors $T_e \in [1 \times 10^{-1}, 2 \times 10^{18}]$ K, ce qui couvre très largement l'espace des solutions en température. Pour le refroidissement, on a choisi $T_s \in [1 \times 10^4, 2 \times 10^7]$ K et $L_s \in [10^{15}, 10^{27}]$ erg.s⁻¹, de manière à couvrir l'ensemble des solutions possibles, tout en incluant les cas où le refroidissement radiatif est totalement négligeable.

iii.3.3 Utilisation des tables

Une fois une table sélectionnée, il me faut être capable de calculer l_{BELM} pour chaque valeur des paramètres précédents. Pour ce faire, je vais interpoler les valeurs des tables fournies pour estimer les valeurs à l'intérieur des tables. Pour illustrer cette interpolation, je vais utiliser la table hydribe où l_{BELM} est une fonction de $y = \tau_T \frac{k_B T_e}{m_e c^2}$ et τ_T , et pour lesquelles je choisis un refroidissement nul $\omega = 0$. Sous ces approximations, la table fournie a maintenant uniquement 2 dimensions : $y = \tau_T k_B T_e / (m_e c^2)$ et τ_T . Cette table est représentée sous forme d'une grille sur la [FIGURE iii.9](#), où les seules valeurs fournies par la table sont alors les valeurs aux intersections des points de la grille. En couleur, je montre les valeurs de l_{BELM} en tout point de l'espace après une interpolation logarithmique et cubique. Il est alors assez clair que bien que l'on ne dispose que de 20 points sur ~ 10 ordres de grandeurs ici, l'évolution est extrêmement continue.

Je représente sur cette figure une configuration effectuée pour $r_J = 10^4$, de manière à avoir un refroidissement qui serait négligeable même avec $\omega \neq 0$. Les solutions du SAD ne sont pas montrées sur la figure, donc seuls les paramètres du JED importent : $\mu = 0.5$, $r_{in} = 1$, $r_J = 10^4$, $b = 0.5$, $m_s = 1$, $\zeta = 0.01$, $\dot{m}_{in} = 0.1$ et $N = 50$ points (ou $a \simeq 0.2$). Après résolution, chaque anneau a donc une température, une épaisseur de disque, une densité, etc... Je peux alors placer chacun des anneaux de la résolution sur la [FIGURE iii.9](#), et voir comment la configuration globale de disque évolue dans cette grille. La branche la plus chaude est montrée en noir, tandis que les branches froide et instable sont grisées. Dans cet

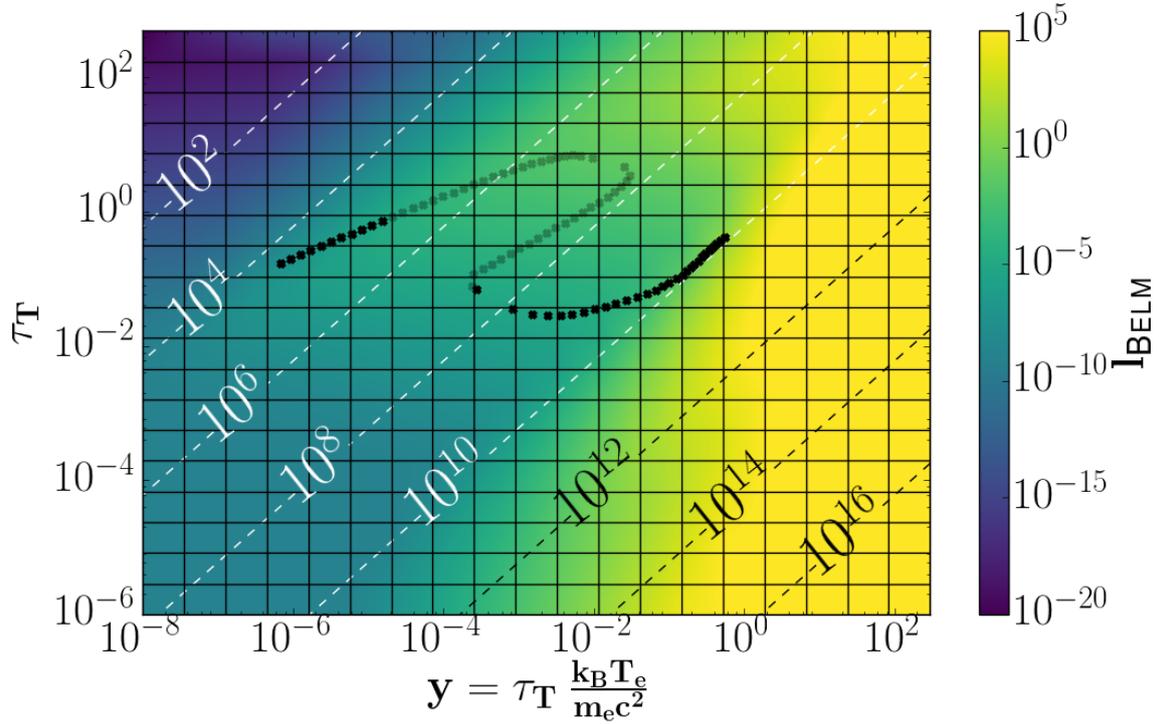


FIGURE iii.9. – La grille représente les valeurs tabulées, $y = \tau_T k_B T_e / (m_e c^2)$ en abscisse et τ_T en ordonnée. Les contours de températures électroniques sont représentés en blanc/noir. En couleur, la compacité interpolée du code BELM pour la table JED seul et pour un rayon constant des sphères dans la table $h = 1$. Les points noirs/gris représentent la configuration détaillée dans le texte.

exemple, la configuration débute à très basse température, autour de la branche $T_e \simeq 10^4$ K, au point noir le plus à gauche sur la FIGURE iii.9. Puis, au fur et à mesure que le rayon décroît, la température augmente et l'on se déplace sur la droite de la figure, sur la branche chaude.

Ce qui importe ici n'est pas le chemin suivi, mais la continuité des solutions. Dans la grille, la configuration s'étend sur 12 cases horizontalement (~ 7 ordres de grandeurs) et sur 6 cases verticales (~ 3 ordres de grandeurs). Si l'interpolation est bien effectuée, la présence de la grille ne doit pas se faire ressentir. Sur cette image, l'évolution sur chacune des branches est extrêmement continue et il est même difficile de croire que les points ont été calculés à l'aide de la grille. L'utilisation des tables est donc un succès.

On peut noter par ailleurs que le choix des grilles en τ_T et y n'était pas le plus pertinent, pour deux raisons. (1) le triangle $T_e < 10^4$ K n'est que rarement utilisé, et même lorsque c'est le cas, c'est un disque optiquement épais et pour lequel $q_{rad} = q_{thick}$. (2) le triangle $T_e > 10^{12}$ K n'est jamais atteint. La température maximale donnée dans mes simulations est rarement plus grande que $T_e = 10^{10}$ K. C'est pour cette raison que les tables JED seul (section iii.3.2), calculées après les tables hybrides, ont été calculées en (τ_T, T_e) .

iii.3.4 Comparaison entre les deux tables

Chacune des tables décrites plus haut a ses défauts. La table JED seul n'inclut pas le refroidissement, tandis que la table hybride a été effectuée à rayon de sphère constant. Je détaille dans cette section les différences, s'il y en a, imposées par les calculs à h constant. Je choisis une configuration de disque typique avec un très grand rayon de transition $r_J = 5 \times 10^3$ et à bas taux d'accrétion $\dot{m}_{in} = 0.01$. Cette configuration est volontairement choisie dans un cas où la solution optiquement mince $q_{rad} = q_{thin}$ est présente sur une grande extension radiale, $r \in [r_{in}, 3 \times 10^3]$. L'ensemble des paramètres choisis est le suivant : $\mu = 0.5$, $r_{in} = 3$, $r_J = 5 \times 10^3$, $r_{out} = 10^5$, $\alpha_v = 0.1$, $\omega = 0$, $b = 0.5$, $m_s = 1$, $\zeta = 0.01$, $\dot{m}_{in} = 0.05$ et $N = 100$ points (ou $a = 0.1$).

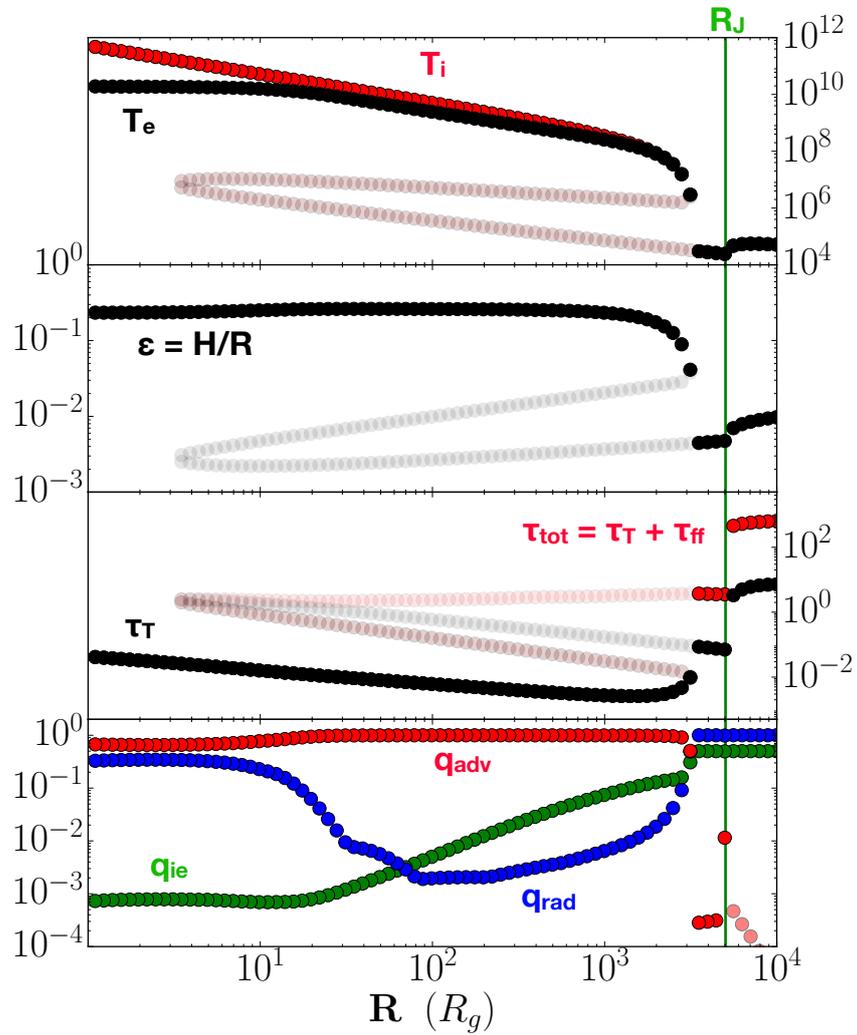


FIGURE iii.10. – Température des électrons T_e , rapport d'aspect ε , épaisseur optique Thomson τ_T et équilibre thermique de la solution décrite dans le texte.

La résolution de la configuration est effectuée en utilisant les deux tables. Les propriétés des 3 solutions possibles sont montrées sur la FIGURE iii.10 avec la table h variable (section iii.3.2). Pour comparer les résultats de cette table à la table $h = h_s$ constant (section iii.3.2), je ne me concentre que sur la solution la plus chaude afin de ne regarder que le régime op-

tiquement mince. On cherche donc à vérifier que les différences en q_{thin} , s'il en existe, ne se traduisent pas dans des différences de structure physique du disque. Si aucune différence majeure n'existe en T_e , ε et τ_T dans la solution optiquement mince, alors les spectres produits seront les mêmes et on pourra alors se permettre d'utiliser uniquement la table h constant.

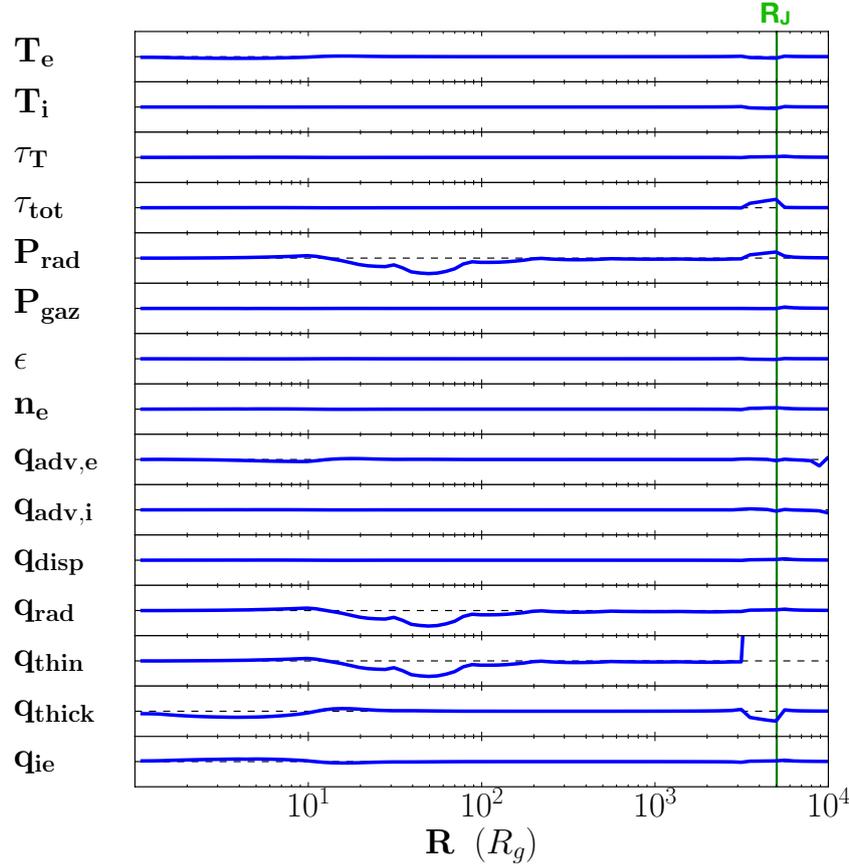


FIGURE iii.11. – Comparaison $f(h_{variable})/f(h_{constant})$ des propriétés du disque et de la résolution pour deux tables à $\mu = 0.5$. Toutes les figures ont la même échelle verticale $y_{min} = 0$, $y_{max} = 2$.

Je représente en FIGURE iii.11 la fraction entre les quantités calculées avec la table h variable et celles calculées avec la table h constant, $f(h_{variable})/f(h_{constant})$, pour toutes les quantités physiques importantes telles que T_e ou P_{gaz} , ainsi pour toutes les quantités importantes de la résolution, telles que q_{rad} ou q_{thin} . Deux zones précises montrent des différences :

D'abord, en $3 \times 10^3 < r < 5 \times 10^3$, le disque est sur la branche froide du JED. Sur cette portion, le refroidissement optiquement mince q_{thin} est bien plus important dans le cas h variable que dans le cas h constant (FIGURE iii.11, panneau q_{thin}), du fait de la grande différence entre $h = \varepsilon \cdot r \simeq 10^{-2} \cdot 3 \times 10^3 \simeq 30$ et $h_s = 1$ dans la table. Cette différence est donc bien présente ici, et pourrait impacter les solutions. Mais, dans un même temps, le disque étant dans un régime optiquement épais $\tau_{tot} \gg 1$ (cf FIGURE iii.10, 3ème panneau), le refroidissement sera surtout dominé par q_{thick} . De petites différences en q_{thick} et τ_{tot} sont aussi présentes dans la résolution pour compenser l'équilibre thermique $q_{disp} = q_{adv} + q_{rad}$, mais la solution déterminée a les mêmes propriétés physiques : les valeurs de T_e , T_i , ε , n_e , τ_T , etc... sont les mêmes !

Puis, en $10 < r < 100$, le disque est considéré ici sur la branche chaude. Sur cette branche, le rayonnement est totalement dominé par les processus optiquement minces et on se doit alors d'avoir un traitement extrêmement précis de q_{thin} . Mais, comme discuté précédemment, la solution sur la branche chaude est dominée par les phénomènes d'advections. Dans ce cas là, l'équilibre est alors quasiment intégralement dépendant de l'advection $q_{adv} \gg q_{rad}$. On peut le voir en bas de la FIGURE iii.11 : bien que la valeur de q_{thin} , et donc celle de q_{rad} , soit légèrement différente entre les 2 tables, les valeurs de q_{disp} , $q_{adv,i}$, $q_{adv,e}$ n'ont pas été affectées : l'équilibre thermique est quasiment indépendant de q_{thin} ici. La solution est donc la même !

En réalité, on peut même aller plus loin que ces simples deux remarques. L'équilibre thermique est très peu dépendant du traitement du rayonnement optiquement mince. Lorsque le refroidissement du disque est dominé par le rayonnement, le disque sera optiquement épais : $q_{rad} \simeq q_{thick}$. Lorsque le refroidissement du disque est dominé par l'advection, le traitement des phénomènes de rayonnement ne modifiera que très légèrement l'équilibre thermique. En revanche, bien que dans ce cas là le rayonnement n'impacte pas l'équilibre thermique, un mauvais traitement des phénomènes radiatifs sera visible dans le spectre émis par la configuration considérée. Je présente dans la section suivante comment je construis, de manière auto-cohérente avec la résolution thermique, le spectre associé à une configuration donnée.

III.4 SIGNATURE SPECTRALE D'UNE CONFIGURATION

iii.4.1 Généralités

Comme expliqué dans l'introduction, la seule information nous provenant des binaires X est une information spectrale. Il nous faut donc, dans notre étude, être capable de produire de tels spectres. Jusque là, notre résolution nous permet d'obtenir la structure thermique du disque, du rayon externe au rayon interne. Je dispose de plus de tables du code BELM me donnant les compacités et les spectres associés pour des très nombreux jeux de paramètres. Je détaille dans cette section comment, en utilisant sa structure thermique, je construis un spectre global du disque.

Quelques hypothèses

La première hypothèse, et plus importante, est que je suppose que le disque est vu de face. C'est un aspect important de la résolution, car non seulement moins de flux serait émis dans notre direction si l'on prenait en compte l'inclinaison, mais le disque est aussi extrêmement évasé. L'épaisseur des parties externes pourrait donc, dans le cas d'une inclinaison importante, cacher une partie du rayonnement des parties internes. Le modèle n'est donc applicable qu'aux objets dont l'inclinaison n'est pas extrêmement importante.

La seconde hypothèse est qu'aucun effet relativiste n'est inclus dans la résolution. On ne prend donc pas en compte les phénomènes de ray-tracing.

La troisième est la non-inclusion des effets de production et annihilation de paires. Pour cette raison, non seulement l'équilibre thermique pourrait être modifié, mais surtout la partie du spectre au delà de 511 keV n'est pas entièrement fiable. Je ne me concentrerai pas sur ces rayonnements de très haute énergie, et je présenterai alors les spectres pour $\nu < 500$ keV.

Comment construire un spectre ?

Une fois la structure thermique d'un disque déterminée, comment créer un spectre global qui soit entièrement cohérent avec la résolution précédente ? J'utilise la même discrétisation que celle de la résolution (voir section [iii.1.3](#)). Je détermine, pour chaque anneau, le spectre associé. Cela me permet de vérifier que, anneau par anneau, l'énergie rayonnée totale est exactement égale aux pertes totales dans l'équation de l'équilibre thermique. En d'autres termes, dans chaque anneau l'équation suivante doit être vérifiée :

$$L_k = \int_{\nu} dL_{\nu,k} d\nu = \int_{V_k} q_{rad} dV = V_k q_{rad} \quad (\text{iii.9})$$

où L_k est le flux total (bolométrique) rayonné, $dL_{\nu,k}$ le spectre à la fréquence ν et V_k est le volume de l'anneau A_k (voir section [iii.2.1](#)). Par construction, si le spectre total L_{ν} est la somme de tous ces spectres, il vérifiera naturellement la condition $L = \int_{\nu} dL_{\nu} d\nu = P_{ray}$, où P_{ray} est la puissance totale rayonnée par le disque.

Le problème, c'est que 2 types de spectres très différents rentrent en jeu dans mon modèle. Les spectres optiquement épais, associés au terme q_{thick} , et les spectres optiquement minces, associés à q_{thin} . Il nous faut alors, d'une manière similaire à ce que l'on fait pour les processus de rayonnements, $q_{rad} = f(q_{thin}, q_{thick})$, utiliser une formule hybride contenant les deux spectres. Dans toute la suite, je vais exprimer ce que serait le spectre émis par une sphère de rayon H dans l'anneau A_k dans chacun des deux cas, optiquement épais et optiquement mince. Le spectre total sera une combinaison de ces deux spectres. Pour plus de clarté, je n'écris plus l'indice k référent à l'anneau pour toutes les quantités physiques dans les prochaines sections [iii.4.2](#), [iii.4.3](#) et [iii.4.4](#).

iii.4.2 Spectres émis en régime optiquement mince

Commençons par le cas optiquement mince, qui est le plus complexe. Nous sommes donc dans le cas où $q_{rad} = q_{thin}$.

Plaons nous dans l'anneau $A_k = A$, situé entre les rayons $r_k = r$ et $r_{k-1} = r(1+a)$, de demi-hauteur $h = \varepsilon r$. Dans la résolution de l'équilibre thermique, j'ai traité les processus de rayonnement dans une sphère s de rayon h qui émet un spectre $d^2L_{\nu,s}^{(thin)}$. Afin d'obtenir le spectre total émis par l'anneau A , $dL_{\nu}^{(thin)}$, il me faut alors savoir combien de ces sphères complètent l'anneau A . En sommant le spectre émis par toutes ces sphères, on obtiendra alors une bonne approximation du spectre émis par l'anneau.

$$dL_{\nu}^{(thin)} = n_s d^2L_{\nu,s}^{(thin)}$$

Reste alors à savoir combien de sphères composent l'anneau A .

Reconstruction d'un anneau

En [FIGURE iii.12](#), je montre les trois cas possibles différents : $\varepsilon > a$, $\varepsilon = a$ et $\varepsilon < a$. En haut, je représente la sphère de rayon H dans la distribution radiale dans ces 3 cas différents. En bas, je schématise ce que forme un remplissage de l'espace disponible dans l'anneau par les sphères.

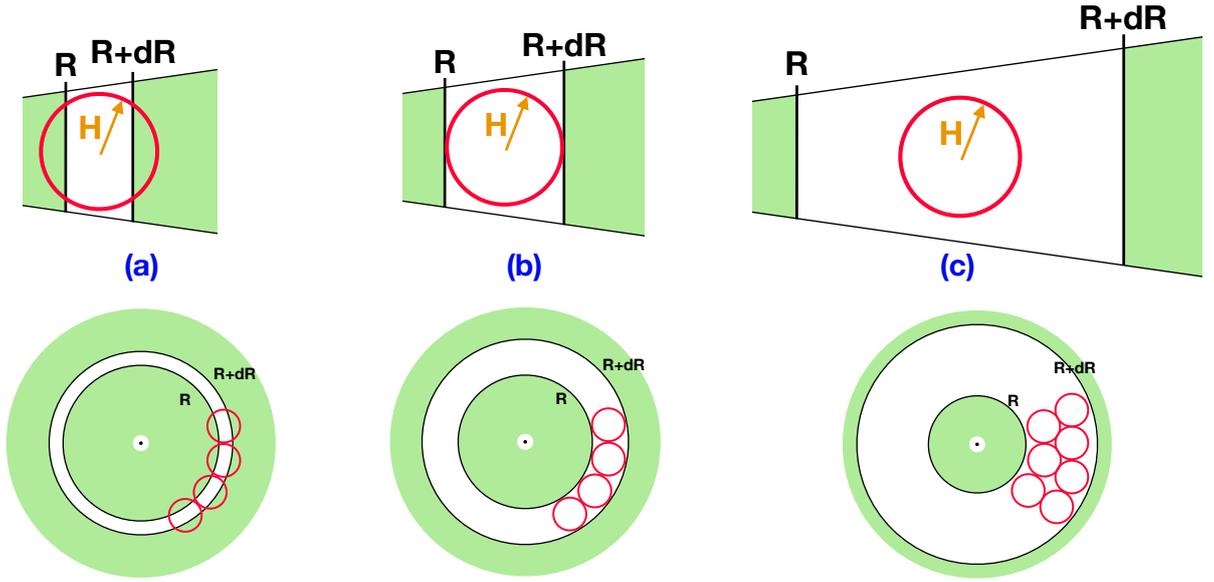


FIGURE iii.12. – Schéma de trois cas possibles de discrétisation. En haut : forme radiale et remplissage radial de la sphère. En bas : forme globale et remplissage total de l’anneau par les sphères.

En (a), c’est le cas extrême où la sphère de rayon h est bien plus grande que le pas numérique de la résolution : $ar = dr < h = \varepsilon r$, c’est à dire $a < \varepsilon$. Le remplissage des sphères est alors complexe, et on surévalue le rayonnement émis par l’anneau.

Dans le cas (c), c’est l’inverse. Le rayon h est très petit devant le pas de la résolution : $a > \varepsilon$. L’anneau sera alors rempli d’un nombre important de sphères, laissant peu de trous. Le défaut de ce cas est que l’utilisation de pas en rayon aussi grand peut impliquer des erreurs importantes. Dans un JED, ε peut atteindre des valeurs telles que $\varepsilon \simeq 0.1$ (PETRUCCI et al., 2010), l’hypothèse selon laquelle $a \ll 1$ risque de ne plus tenir. Si, par exemple, $a = 0.5$, on a alors $N = 20$ anneaux seulement (voir éq.iii.1) sur 5 ordres de grandeurs en rayon. De plus, l’épaisseur optique de la sphère est plus petite que l’épaisseur optique de l’anneau, car l’épaisseur de ce dernier est nettement sous-estimée.

Le cas (b) est un compromis entre les deux extrêmes précédents. Ici, $dr \simeq h$, ce qui impose $a \simeq \varepsilon$. Typiquement, un disque avec $\varepsilon = 0.1$ sera alors très bien décrit par 100 points, ce qui est plus raisonnable.

L’idéal serait donc de se retrouver en tout rayon dans le cas (b). Pour cela, il faudrait donc, comme discuté précédemment, que la taille de la grille soit variable suivant la résolution. Le problème de l’utilisation d’une grille variable est le casse-tête numérique impliqué par sa construction. La grille doit à la fois être définie par ses limites (r_{in} , r_J , r_{out}), permettre de calculer les termes d’advections, mais être aussi assez fine pour inclure le rayonnement.

On va donc chercher à éviter les défauts des deux cas (a) ou (c). Le cas (a) se présente lorsque $a < \varepsilon$, et pose problème dans tous les cas. Le cas (c), lui, se présente dès lors que $a > \varepsilon$, mais ne pose problème que si la valeur de a est trop élevée. Si cette valeur est assez petite, alors la valeur de h sera constante entre r et $r + dr$, et donc l’erreur faite sur l’épaisseur optique sera faible. Il semble alors que prendre une valeur de $a \sim 0.1$ est un bon compromis. Lorsque le disque est fin, disons $\varepsilon \simeq 10^{-3} - 10^{-2}$, on se retrouve dans le cas (c) et beaucoup de

sphères sont nécessaires à la construction de l'anneau. Lorsque le disque est épais, $\varepsilon \simeq 10^{-1}$, on se retrouve dans le cas (b) et tout va bien.

Construction du spectre d'un anneau

Une fois certain d'être dans un cas (b) ou (c), il faut déterminer combien de sphères sont présentes dans le volume de l'anneau considéré. Avec le choix de $a \ll 1$, on s'est assuré que dans les rayons r et $r + dr$ la hauteur reste approximativement la même, et que l'on a un nombre de sphères non-négligeable dans le disque. En première approximation le volume de l'anneau A est $V = 2\pi R 2H dr$, on a alors :

$$n_s(\varepsilon) = \frac{V}{V_s} = \frac{4\pi R H dr}{4/3 \pi H^3} = \frac{3dr}{\varepsilon^2 r} = a \frac{3}{\varepsilon^2} \quad (\text{iii.10})$$

où n_s , le nombre de sphères dans l'anneau A , ne dépend alors que de ε et a !

Vérifions qu'avec $a \sim 100$, *i.e.* $N \sim 100$ points, le nombre de sphères dans l'anneau est assez important pour bien le décrire. Si $\varepsilon \sim 10^{-2}$, on a alors $n_s = 3000$ sphères. Si $\varepsilon \sim 10^{-1}$, on a alors seulement $n_s = 30$ sphères. Dans tous les cas, on a une bonne couverture spatiale du disque. On a donc une expression plus précise du spectre de l'anneau :

$$dL_v^{(thin)} = a \frac{3}{\varepsilon^2} d^2L_{v,s}^{(thin)}$$

où ε est le rapport d'aspect du disque au rayon r de l'anneau. Après calculs, l'erreur effectuée ne dépassera alors pas le volume d'une sphère. En toute rigueur, l'ultime vérification à effectuer est alors de comparer $L^{(thin)} = \int_v dL_v^{(thin)} dv$ à q_{rad} , voir éq. [iii.9](#). L'erreur typique faite entre les deux termes de cette équation est de l'ordre du pourcent. Je choisis alors de corriger les valeurs $dL_v^{(thin)}$ d'un facteur $Vq_{thin}/L^{(thin)}$, afin de corriger les erreurs numériques liées aux spectres et de satisfaire la conservation de l'énergie.

Au final, toutes ces choses incluses, on obtient :

$$\boxed{dL_v^{(thin)} = a \frac{3}{\varepsilon^2} \frac{Vq_{thin}}{L^{(thin)}} d^2L_{v,s}^{(thin)}} \quad (\text{erg/s.Hz}^{-1}) \quad (\text{iii.11})$$

où $q_{thin} = q_{thin}(n_e, T_e)$ est calculé avec l'équation ([iii.8](#)), dans laquelle T_e et n_e sont les valeurs en $z = 0$ (approximation "one-zone").

Utilisation de BELM

Au sein du code BELM, le spectre $d^2l_{\text{BELM},w}$ est alors celui d'une sphère de rayon h , de température T_e , de densité n_e , *etc...*, et donc potentiellement une fonction de T_e (ou y), τ_T , L_s , T_s et h . Il est exprimé en nombre de photons d^4N_{ph} par unité de temps dt et d'énergie sans dimension $d\omega$, où $\omega = h\nu/(m_e c^2)$.

$$d^2l_{\text{BELM},w} = \frac{d^4N_{ph}}{dt d\omega}$$

Pour obtenir l'expression du spectre d'une sphère $d^2L_{v,s}^{(thin)}$ en erg/s.Hz^{-1} , il me faut alors transformer cette expression de $d^2l_{\text{BELM},w}$ en $d^2l_{\text{BELM},\nu}$, et dans les bonnes unités. Par définition,

$dw = h_P / (m_e c^2) d\nu$. On obtiendra alors un nombre de photons par unité de temps, et de fréquence Hz . Reste alors à multiplier par l'énergie d'un photon $h_P \nu$. On a alors :

$$\boxed{d^2 L_{\nu,s}^{(thin)} = m_e c^2 \nu d^2 l_{BELM,\omega}} \quad (iii.12)$$

où $dl_{BELM,\omega}$ est directement le spectre fourni par les tables de BELM.

iii.4.3 Spectres émis en régime optiquement épais

Le régime optiquement épais a une expression entièrement analytique (RYBICKI et LIGHTMAN, 1979), donnée par la fonction de Planck :

$$d^2 L_{\nu}^{(thick)} = \frac{\nu^2}{c^2} \frac{2h_P \nu}{\exp\left(\frac{h_P \nu}{k_B T_{eff}}\right) - 1} \quad (\text{erg/s/cm}^2 \cdot \text{Hz}^{-1}) \quad (iii.13)$$

et où $h_P = 6.63 \times 10^{-27}$ erg.s est la constante de Planck, $k_B = 1.38 \times 10^{-16}$ erg.K⁻¹ est la constante de Boltzmann et $T_{eff} = T_e / (3\tau_{tot}/4)^{1/4}$ est la température effective du disque dans l'anneau A , *i.e.* la température de surface de l'anneau optiquement épais.

Si l'on veut exprimer le spectre total émis par l'anneau A , il suffit alors de considérer que toute la surface de l'anneau émet un rayonnement de spectre de corps noir. La surface de l'anneau est au premier ordre $2\pi R dR = 2\pi r dr R_g^2$, ce qui nous donne une formule d'estimation du spectre émis par l'anneau :

$$dL_{\nu}^{(thick)} = 2\pi r dr R_g^2 \frac{\nu^2}{c^2} \frac{2h_P \nu}{\exp\left(\frac{h_P \nu}{k_B T_{eff}}\right) - 1} \quad (iii.14)$$

Il me faut maintenant m'assurer que l'équation iii.9 est bien vérifiée. Pour ce faire, on renormalise le spectre de l'anneau $L^{(thick)}$ par les pertes d'énergies totales dans ce même anneau $V q_{thick}$, avec $V = 4\pi R H dR$ et $q_{thick} = 4\sigma_B T_e^4 / (3H\tau_{tot})$.

Toutes choses reformulées et renormalisées, on obtient la formule suivante, avec $T_{eff} = 4T_e / 3(\tau_{tot}^{1/4})$:

$$\boxed{dL_{\nu}^{(thick)} = \frac{8\pi^2 a^2 (r R_g T_{eff})^4}{L} \frac{2h_P \nu^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h_P \nu}{k_B T_{eff}}\right) - 1 \right]^{-1}} \quad (\text{erg/s} \cdot \text{Hz}^{-1}) \quad (iii.15)$$

iii.4.4 Formule hybride

Une fois les deux spectres associés aux rayonnements optiquement minces et optiquement épais obtenus, on pourrait se dire naïvement qu'il suffit d'utiliser la même formule hybride que pour le calcul des pertes par rayonnement. On aurait, toujours dans l'anneau A ,

$$\begin{aligned} q_{rad} &= \frac{q_{thick}}{1 + \frac{4}{3\tau_{tot}} + \frac{q_{thick}}{q_{thin}} e^{-\tau_{tot}/\tau_{im}}} \\ \Leftrightarrow \\ dL_{\nu}^{(rad)} &= \frac{dL_{\nu}^{(thick)}}{1 + \frac{4}{3\tau_{tot}} + \frac{dL_{\nu}^{(thick)}}{dL_{\nu}^{(thin)}} e^{-\tau_{tot}/\tau_{im}}} \end{aligned}$$

Problématique

En réalité, les choses ne sont pas si simples. Imaginons que l'on utilise cette formule. On devra alors vérifier, *a posteriori*, que l'on a bien $Vq_{rad} = \int_{\nu} dL_{\nu}^{(rad)} d\nu$. Ce qui devrait être le cas, puisque pour les deux termes (*thin*) et (*thick*), ces équations sont vérifiées, non ? Faisons un peu de maths, pour le plaisir.

D'un coté, on a la formule suivante :

$$\begin{aligned} Vq_{rad} &= V q_{thick} \left[1 + \frac{4}{3\tau_{tot}} + \frac{q_{thick}}{q_{thin}} e^{-\tau_{tot}/\tau_{im}} \right]^{-1} \\ &= V \left(\int_{\nu} dL_{\nu}^{(thick)} d\nu \right) \left[1 + \frac{4}{3\tau_{tot}} + \frac{\left(\int_{\nu} dL_{\nu}^{(thick)} d\nu \right)}{\left(\int_{\nu} dL_{\nu}^{(thin)} d\nu \right)} e^{-\tau_{tot}/\tau_{im}} \right]^{-1} \end{aligned}$$

De l'autre, on a :

$$\int_{\nu} dL_{\nu}^{(rad)} d\nu = \int_{\nu} \left(dL_{\nu}^{(thick)} \left[1 + \frac{4}{3\tau_{tot}} + \frac{dL_{\nu}^{(thick)}}{dL_{\nu}^{(thin)}} e^{-\tau_{tot}/\tau_{im}} \right]^{-1} \right) d\nu$$

Pour que la cohérence soit vérifiée, il faut $\int_{\nu} dL_{\nu}^{(rad)} d\nu = Vq_{rad}$. Mathématiquement il faudrait donc que la formule suivante soit vraie :

$$\int_{\nu} \left[\frac{f_{\nu}}{c_1 + \frac{f_{\nu}}{g_{\nu}} c_2} \right] d\nu \stackrel{?}{=} \frac{\left(\int_{\nu} f_{\nu} d\nu \right)}{c_1 + \frac{\left(\int_{\nu} f_{\nu} d\nu \right)}{\left(\int_{\nu} g_{\nu} d\nu \right)} c_2}$$

où c_1 et c_2 sont des constantes non nulles. Or, bien que cette formule s'avère juste dans les cas extrêmes $f_{\nu} \gg g_{\nu}$ et $f_{\nu} \ll g_{\nu}$, ou lorsque l'une des constantes c_1 ou c_2 est nulle, à la transition cette formule n'est plus du tout vraie. Cela ne garantit donc en aucun cas la cohérence désirée $Vq_{rad} = \int_{\nu} dL_{\nu}^{(rad)} d\nu$, et la formule qui paraissait la plus naturelle n'est alors peut-être pas la meilleure solution.

En toute rigueur, il nous faudrait effectuer un calcul de transfert de rayonnement (corps gris), que l'on ne souhaite pas faire ici pour ne pas alourdir la résolution. On va alors inventer une manière de gérer la transition entre les deux régimes. Cette formule doit vérifier les propriétés suivantes :

- (1) si $q_{thick} \ll q_{thin}$, alors le rayonnement est un corps noir $dL_{\nu}^{(rad)} = dL_{\nu}^{(thick)}$,
- (2) inversement, si $q_{thick} \gg q_{thin}$, alors le rayonnement est optiquement mince $dL_{\nu}^{(rad)} = dL_{\nu}^{(thin)}$,
- (3) lorsque l'on atteint les limites de la table de BELM (cf section ii.2.4), le traitement doit se faire par le corps noir $dL_{\nu}^{(rad)} = dL_{\nu}^{(thick)}$,
- (4) la transition entre les deux régimes possibles $dL_{\nu}^{(thin)}$ ou $dL_{\nu}^{(thick)}$ doit être lisse,
- (5) la cohérence globale doit être vérifiée $\int_{\nu} dL_{\nu}^{(rad)} d\nu = Vq_{rad}$.

Le problème qui se pose ici avec les spectres est qu'un spectre s'étend sur une large bande de fréquence. Les processus de refroidissement q_{thin} et q_{thick} , eux, n'étant que des nombres, le problème est bien plus simple. En plus de cela, les extrêmes sont inversés.

Lorsque $q_{thick} \gg q_{thin}$, alors $q_{rad} = q_{thin}$, et inversement. q_{thick} étant, à une constante près, l'intégrale du spectre $dL_\nu^{(thick)}$, si $q_{thick} \gg q_{thin}$ alors c'est que le spectre optiquement épais $dL_\nu^{(thick)}$ comporte des portions extrêmement dominantes par rapport au spectre optiquement mince $dL_\nu^{(thin)}$. Et afin que le spectre total $dL_\nu^{(rad)}$ ne soit composé que par le spectre optiquement mince $dL_\nu^{(thin)}$, il va falloir s'assurer qu'à toute fréquence ν on a bien $dL_\nu^{(rad)} = dL_\nu^{(thin)}$. La transition entre les deux régimes doit donc être brutale dès lors qu'on atteint un régime extrême.

Pour illustrer la construction de spectres, je montre en FIGURE iii.13 un exemple de configuration. Cette configuration est effectuée avec la table à h variable, et pour $\mu = 0.5$, $r_{in} = 1$, $r_J = 10^2$, $r_{out} = 10^5$, $\alpha_\nu = 0.1$, $\omega = 0$, $b = 0.5$, $m_s = 1$, $\xi = 0.01$, $\dot{m}_{in} = 0.05$ et $N = 50$ points. On a alors $a = 0.2$, pour des solutions où ε varie autour de ~ 0.01 (modèle (c)) dans les parties externes et jusqu'à ~ 0.15 (modèle (b)) dans les parties internes.

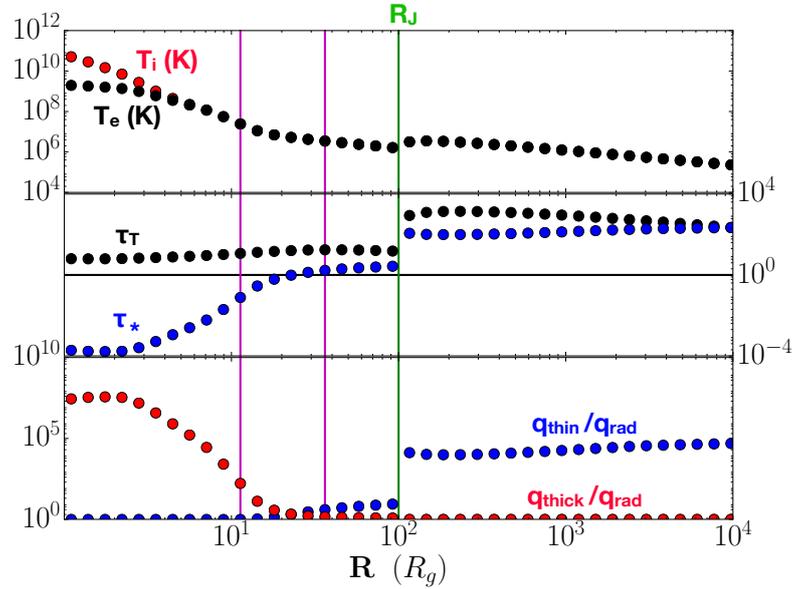


FIGURE iii.13. – Exemple de configuration avec en haut, les températures électroniques et ioniques (en Kelvin) du disque en fonction du rayon. Au milieu, l'épaisseur optique Thomson τ_T et l'épaisseur optique effective $\tau_* = \sqrt{q_{thick}/q_{thin}}$. En bas, les termes de refroidissements radiatifs mince q_{thin} et épais q_{thick} par rapport au refroidissement total q_{rad} .

Sur la FIGURE iii.13, on peut voir les températures électroniques et ioniques en fonction du rayon, mais aussi les épaisseurs optiques Thomson et effective, ainsi que les refroidissements optiquement minces et optiquement épais. On peut voir deux zones très différentes. Lorsque $r > 100$, le disque est dans le mode standard (SAD). Ce disque est très froid et épais, et on a $\tau_* = \sqrt{q_{thin}/q_{thick}} \simeq 100 \gg 1$. C'est donc, sans ambiguïté, un état dont le spectre doit être dominé par un corps noir. Lorsque $r < 10$, le disque est très chaud et bien que l'épaisseur optique Thomson soit $\tau_T \sim 10$, on a $\tau_* = \sqrt{q_{thin}/q_{thick}} \simeq 10^{-4} \ll 1$. Dans ce cas, le spectre doit donc être dominé par un spectre optiquement mince. Pour les spectres intermédiaires, c'est là que la construction de la formule hybride importera.

La construction de ce type de spectre est très importante pour deux raisons. D'abord, dans le cas où le JED se trouve sur une branche chaude, la transition d'une solution optiquement

épaisse à une solution optiquement mince sera inévitable. Ensuite, certains spectres sont proches de la limite (*thick*)-(*thin*), ce qui rend leur traitement prépondérant. On verra plus tard en section iv.2.3 que c'est par exemple le cas de spectres slim, solution à $\tau_T \sim 1 - 10$ et très chaude $T_e \sim 10^8 - 10^9$ K.

Deux méthodes

Je vais présenter dans la suite deux fonctions différentes pour obtenir un spectre hybride, *i.e.* à la transition entre les régimes optiquement minces et épais.

La première est une fonction totalement empirique :

$$dL_v^{(rad)} = \frac{e^{-1/\tau_*^2} dL_v^{(thick)} + e^{-\tau_*^2} dL_v^{(thin)}}{e^{-1/\tau_*^2} + e^{-\tau_*^2}} \quad (\text{iii.16})$$

où $\tau_*^2 = q_{thin}/q_{thick}$. Cette formule à base de fonctions exponentielles est très brusque pour s'adapter aux très rapides variations des spectres. Elle permet en outre une construction à base de $dL_v^{(thick)}$ et de $dL_v^{(thin)}$ lisse à la transition $\tau_* \sim 1$, comme on le verra plus loin.

La deuxième est la même formule que la formule hybride q_{rad} , et est donc celle qu'il apparait "naturel" d'utiliser :

$$dL_v^{(rad)} = dL_v^{(thick)} \left[1 + \frac{4}{3\tau_{tot}} + \frac{dL_v^{(thick)}}{dL_v^{(thin)}} e^{-\tau_{tot}/\tau_{lim}} \right]^{-1} \quad (\text{iii.17})$$

En FIGURE iii.14, je montre les résultats des deux différentes méthodes de constructions des spectres associés aux solutions entre les 2 traits magenta en FIGURE iii.13.

Ces spectres sont ceux des anneaux aux rayons $r \in [11, 36]$, lorsque $\tau_* \in [10^{-2}, 3]$. Ils sont présentés de gauche à droite, du rayon le plus externe $r = 36$ où $\tau_* = 2.6$, au rayon le plus interne $r = 11$ où $\tau_* = 0.07 \ll 1$. Le spectre bleu en pointillés est le spectre optiquement mince $dL_v^{(thin)}$, tandis que le spectre rouge en pointillés est le spectre optiquement épais $dL_v^{(thick)}$. Le spectre noir est le spectre issu des formules hybrides, en haut la formule (iii.16), en bas (iii.17).

Le spectre des anneaux aux rayons $r = 36$ et $r = 28$, avec $\tau_* = 2.6$ et $\tau_* = 2.1$ respectivement, doivent n'être représentés que par leur spectre optiquement épais, *i.e.* le spectre noir doit être quasiment confondu avec le spectre rouge. C'est bien le cas pour les deux formules différentes, qui semblent fonctionner donc toutes les deux en régime optiquement épais avec $\tau_* > 1$.

Pour les anneaux des rayons intermédiaires, $\tau_* = 1.5$ jusqu'à 0.3, un spectre transitoire est construit. Pour les deux formules, et donc sur chacune des lignes, le spectre hybride (noir) semble être un mélange entre les spectres optiquement minces (bleu) et optiquement épais (rouge). Ces deux modèles semblent donc tous deux construire une transition lisse entre les deux régimes. On note quelques différences, notamment la largeur du spectre, mais il est difficile de dire dans ce cas laquelle des deux formules est la plus représentative de ce qui devrait être observé.

Le spectre de l'anneau $r = 11$, avec $\tau_* = 0.07 \ll 1$, doit être construit à partir du spectre optiquement mince, *i.e.* le spectre noir est confondu avec le spectre bleu. Dans le premier cas,

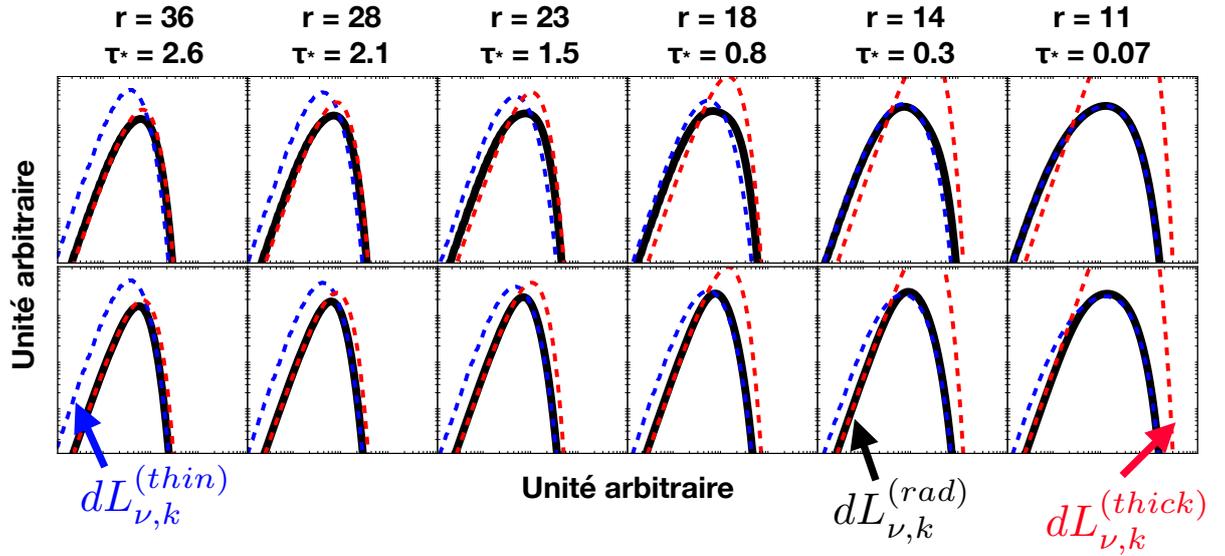


FIGURE iii.14. – Spectres des anneaux aux rayons $r \in [11, 36]$ de la configuration présentée en FIGURE iii.13. En pointillés bleus, le spectre optiquement mince $dL_{\nu,k}^{(thin)}$, en pointillés rouges le spectre optiquement épais $dL_{\nu,k}^{(thick)}$. En noir le spectre issu des formules hybrides, en haut la formule (iii.16), en bas (iii.17). Les échelles sont totalement arbitraires et non présentées.

avec la formule empirique (iii.16), les spectres noir et bleu sont totalement confondus sur toute la bande de fréquence. Dans le second cas, c'est moins clair. Sur la partie basse énergie (gauche) du spectre, le spectre noir semble suivre la courbe rouge du régime optiquement épais. Puis, dans la partie haute énergie (droite), la courbe noire suit bien la courbe bleue, le rayonnement est bien celui du régime optiquement mince sur cette portion. En réalité, ce spectre démontre le problème de l'utilisation de la formule (iii.17) : le spectre résultant suit toujours la courbe la plus basse entre les deux régimes. C'est d'ailleurs aussi observable pour les spectres intermédiaires : la possible non-conservation de l'énergie totale avec cette formule, dû au fait que $\tau_* = \tau_*(\nu) = \sqrt{dL_{\nu,k}^{(thin)} / dL_{\nu,k}^{(thick)}}$.

Au final, bien qu'il soit situé dans une zone qui est sans ambiguïté optiquement mince $\tau_* = 0.07 \ll 1$, le spectre issu de la formule (iii.17) comporterait toujours des vestiges d'un rayonnement optiquement épais dû à la formule hybride. De plus, il semblerait que les spectres intermédiaires aient un flux qui soit naturellement diminué par rapport au flux nécessaire $V_k q_{rad}$ du fait que l'on sélectionne toujours le spectre le plus faible entre les deux spectres optiquement mince et épais.

La formule empirique, quant à elle, semble mieux fonctionner. Les spectres extrêmes sont bien décrits, tout à gauche ou tout à droite de la FIGURE iii.14. Les spectres intermédiaires, eux, sont plus complexes à juger, mais on peut seulement observer qu'ils subissent un léger élargissement. C'est notamment vrai pour le spectre $\tau_* = 0.3$, qui semble élargi dans sa partie haute énergie, par rapport au spectre bleu du rayonnement optiquement mince. En outre, son flux sera légèrement surévalué et nécessitera donc une renormalisation, de l'ordre de 2% ici pour les spectres présentés.

Au final, après de multiples tests empiriques³ pour obtenir le spectre le plus représentatif dans tous les cas, j'en suis venu à utiliser la formule empirique, une fois renormalisée :

$$dL_v^{(rad)} = \frac{Vq_{rad}}{L^{(rad)}} \frac{e^{-1/\tau_*^2} dL_v^{(thick)} + e^{-\tau_*^2} dL_v^{(thick)}}{e^{-1/\tau_*^2} + e^{-\tau_*^2}} \quad (\text{erg/s} \cdot \text{Hz}^{-1}) \quad (\text{iii.18})$$

avec $\tau_*^2 = q_{thin}/q_{thick}$.

III.5 COMPARAISON AVEC LA LITTÉRATURE

Le code que j'ai développé est le premier du genre pour les solutions de disque éjectant (JED). Une comparaison d'autres modèles est illustrée dans MARCEL et al. (2018a), voir annexes. Je présente dans cette section une comparaison faite en interne entre mon code et celui de PETRUCCI et al. (2010).

On peut voir en FIGURE iii.15 une illustration des domaines $\dot{m} - R$, à l'aide d'une adaptation de la Fig. 2 de PETRUCCI et al. (2010) surperposée avec des simulations de DYPLODOCUS. Sur leur figure, la zone supérieure (haut \dot{m}) aux pointillés symbolise le domaine où seule une solution froide est possible, la zone inférieure (bas \dot{m}) symbolise le domaine où seule une chaude est possible, tandis que dans la zone intermédiaire 3 solutions sont possibles. On verra plus tard une étude précise de ces solutions. Dans nos simulations, le domaine des solutions est assez similaire. À faible taux d'accrétion, seule une solution chaude est possible sur les deux panneaux. De même, à fort taux d'accrétion, seule une solution froide est possible. C'est très flagrant par exemple sur la panneau de droite dans les régions internes, où l'on observe que la limite de PETRUCCI et al. (2010) (en pointillés) est très proche de la limite de DYPLODOCUS (saut en couleur). Ouf.

Par ailleurs, si l'on regarde plus en détail on note 3 différences majeures entre l'espace des solutions.

La première est que le code développé par PETRUCCI et al. (2010) n'étant qu'à une température, *i.e.* $T_i = T_e$, mon code 2T est capable d'obtenir des solutions inatteignables jusqu'ici. Afin d'estimer l'intérêt d'un code à 2 températures, il faut pouvoir comparer les temps Coulombiens aux temps d'accrétions. Par définition, on a

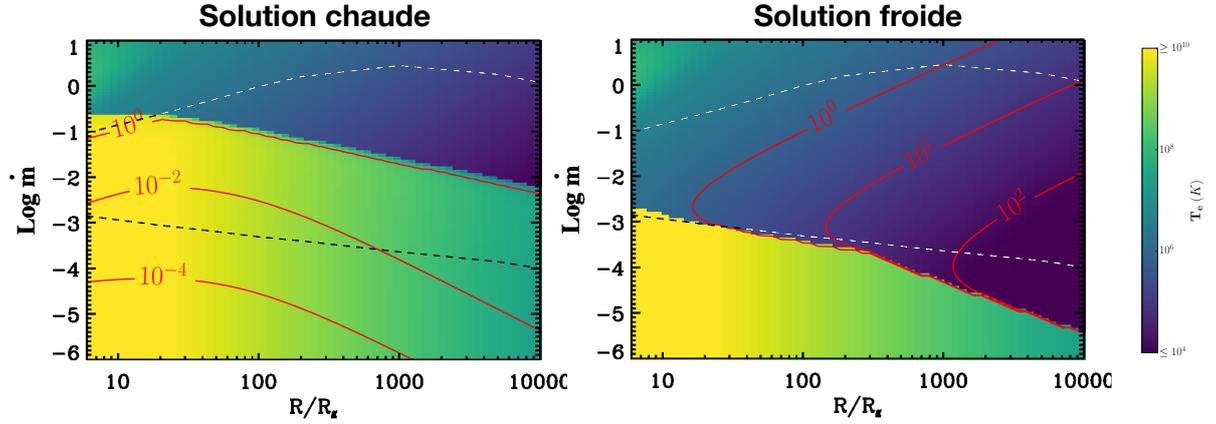
$$t_{acc} = \frac{1}{m_s \Omega_K(R) \varepsilon}$$

$$t_{ic} = \frac{3/2 n_e k_B T_e}{q_{ie}}$$

où t_{acc} est le temps d'accrétion au rayon R , et t_{ic} le temps typique d'interaction Coulombienne.

Sur la FIGURE iii.15, la fraction t_{acc}/t_{ic} est représentée en contours rouges sur le panneau de gauche. Dans la solution froide, *i.e.* tant que $T_e < 10^8 - 10^9$ K, la solution est très dense et thermalisée. En revanche, dans la solution chaude, la faible densité implique que le temps Coulombien peut être supérieur au temps d'accrétion. En pratique, c'est ce qui est observé dans la zone $\log_{10}(\dot{m}) \in [-1, -0.5]$ à petits rayons. Dans cette zone là, la possibilité d'avoir

3. Que je n'ai ni la place, ni le temps de présenter.



Adapté de PETRUCCI et al. (2010)

FIGURE iii.15. – Les deux figures reprennent le domaine $\dot{m} - R$ illustré par PETRUCCI et al. (2010), Fig. 2, où les mêmes paramètres ont été utilisés. En couleur, sont superposées la température de la solution la plus chaude (à gauche) et de la solution la plus froide (droite) de mes solutions. Sur le panneau de gauche, des contours (rouge) sont tracés pour illustrer le rapport entre temps d'accrétion et temps Coulombien (voir texte). Sur le panneau de droite, des contours (rouge) sont tracés pour illustrer le rapport entre τ_{ff} et τ_T (voir texte).

2 températures différentes maintient une solution chaude qui n'apparaissait pas chez PETRUCCI et al. (2010). En outre, c'est l'unique zone dans cet exemple où $T_i > T_e$, partout ailleurs $T_i = T_e$.

La seconde différence notable sur le panneau de gauche est causée par les conditions aux limites. Dans leur code, PETRUCCI et al. (2010) ont fait le choix d'un terme d'advection aux bornes extérieures du domaine qui soit une loi de puissance analytique (FERREIRA et PELLETIER, 1995). De fait donc, la solution chaude peut exister dès les premiers rayons, et se maintenir grâce justement à ce terme d'advection. Dans DYPLODOCUS, les conditions aux limites sont fixées par celles du SAD externe, absent chez PETRUCCI et al. (2010). Dans les rayons externes donc, la solution est nécessairement froide. La solution chaude est alors plus difficile à construire à partir de cette solution froide : elle n'existe pas dans une grande partie du domaine. Cette différence est donc purement un biais de conditions aux limites.

La troisième et dernière différence est liée au terme de refroidissement. Dans notre modèle, seules les opacités Tompson et free-free ont été implémentées car elles sont les seules dominantes dans les régimes de paramètres observés pour les binaires X. Mais à faible taux d'accrétion, d'autres opacités peuvent entrer en jeu. Sur le panneau de droite de la FIGURE iii.15 sont représentés les contours comparant l'épaisseur optique free-free à l'épaisseur optique Thomson, t_{ff}/t_T . Lorsque le régime est dominé par τ_T , le traitement du rayonnement est fiable. Mais lorsque ce dernier est trop dominé par l'épaisseur optique free-free, on prend le risque de se rapprocher des régimes suivants. En pratique, on observe sur la figure que les différences entre PETRUCCI et al. (2010) et DYPLODOCUS se situent à $\tau_{ff}/\tau_T > 10$. On retiendra donc qu'il ne faut pas s'approcher trop du régime free-free dans DYPLODOCUS pour éviter ce biais.

Quoi qu'il en soit donc, bien que ces 3 différences semblent majeures dans le domaine d'existence des solutions, ce n'est pas un problème. La première différence est due à une approximation du prédécent modèle. La seconde est provoquée par les conditions aux limites, qui sont naturellement différentes du fait de l'existence d'un SAD externe dans notre modélisation. La dernière se situe dans des régimes d'opacités qui ne seront jamais dominants dans notre cas, car présents à très grands rayons et bas taux d'accrétion.

JET-EMITTING DISKS

"Theory is when you know everything but nothing works..."

Dans ce chapitre, je discute de l'ensemble des possibilités apportées par le JED. J'ai effectué dans un premier temps une multitude de résolutions en utilisant `DYPLDOCUS`, en fixant un rayon de transition très loin pour le SAD, $r_J = 10^4$ et un rayon externe $r_{out} = 10^5$. Du fait de ce $r_J \gg r_{in}$, le refroidissement devient négligeable et le SAD n'est alors qu'une condition aux limites dont les paramètres, α_ν , μ_{SAD} et ω , n'ont aucun impact sur la structure thermique du disque interne et les spectres observés. De plus, comme il a été suggéré dans les JED, je suppose que les électrons et les ions partagent équitablement l'énergie d'accrétion disponible $\delta = 0.5$. Dans ce chapitre donc, on ne parlera pas encore de l'effet du refroidissement ou du rayon de transition. Ceci sera fait plus tard en section [v.2.2](#). Tous les travaux de ce chapitre ont donc été effectués avec la table à hauteur variable et sans refroidissement (section [iii.3.2](#)).

Dans ce chapitre, je vais voir si le JED présente des propriétés spectrales intéressantes pour la reproduction de l'évolution des binaires X, en faisant varier les paramètres restants du modèle (b , m_s , μ , ζ , r_{in} , \dot{m}_{in}).

Sommaire

iv.1	Domaine d'existence d'un JED	89
iv.1.1	Paramètres d'éjection : b et ζ	89
iv.1.2	Paramètres locaux : m_s et μ	91
iv.1.3	Dernière orbite stable : r_{in}	92
iv.2	Les solutions stables à l'équilibre thermique	93
iv.2.1	Solution chaude	94
iv.2.2	Solution froide	96
iv.2.3	Solution slim	98
iv.3	Influence des paramètres	100
iv.3.1	Puissance des jets b	101
iv.3.2	Vitesse d'accrétion m_s	102
iv.3.3	Efficacité d'éjection ζ	103
iv.3.4	Magnétisation μ	105
iv.3.5	Rayon interne du disque r_{in}	107
iv.4	Existence d'une hystérésis thermique	110
iv.4.1	L'hystérésis naturelle	110
iv.4.2	Un scénario pour l'évolution des binaires X?	111
iv.4.3	Une hystérésis convaincante?	113
iv.5	Les états hard : quels paramètres	114

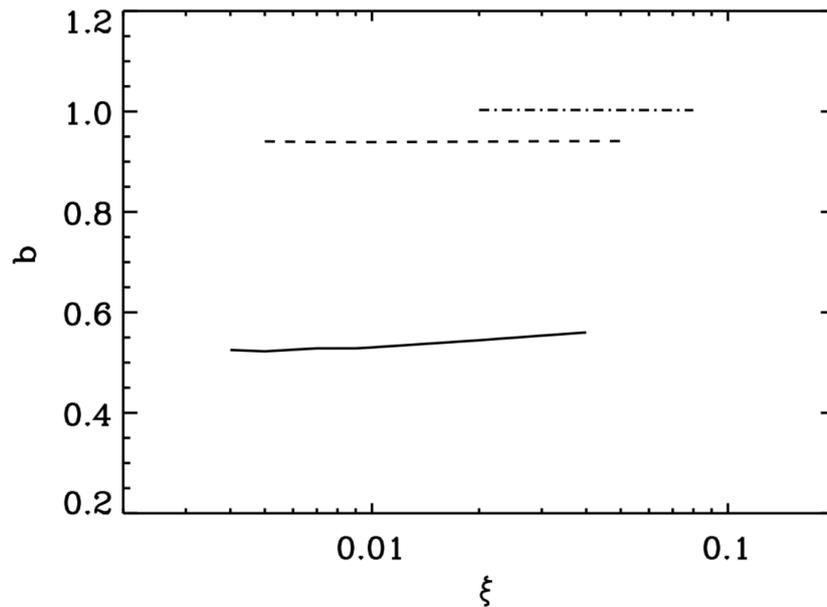
IV.5.1	Positionnement du problème	114
IV.5.2	Plans $\dot{m}_{in} - r$	115
IV.5.3	Détermination d'un jeu de paramètres optimal	116
IV.5.4	Luminosité de l'état <i>hard</i> le plus lumineux L_{peak}	118

IV.1 DOMAINE D'EXISTENCE D'UN JED

Comme dit précédemment, les solutions de JED ne sont possibles que pour des jeux de paramètres assez restreints. Ces paramètres, (b, m_s, μ, ζ) sont directement liés aux possibilités du disque. D'autres, comme le rayon de la dernière orbite stable r_{in} , dépendent de l'objet considéré. Je détaille dans cette section quelles sont les valeurs cohérentes des paramètres donnant une solution de JED dynamiquement possible. Les paramètres tels que \dot{m} et r_J , eux, ne sont pas directement liés au JED.

iv.1.1 Paramètres d'éjection : b et ζ

Parmi les paramètres du JED, deux paramètres sont liés à l'éjection de matière : b et ζ . Le paramètre b est lié à l'énergie emportée par les jets : plus b est grand, et plus les jets seront donc puissants. Le paramètre ζ n'est autre que la masse emportée dans les jets : plus ζ est grand, et plus le flux de masse est élevé. Ces deux paramètres caractérisent alors très bien les jets, mais sont-ils pour autant liés ?



Adapté de PETRUCCI et al. (2010)

FIGURE iv.1. – Puissance des jets (b) en fonction de l'efficacité d'éjection (ζ) pour 3 rapports d'aspects différents : $\epsilon = 0.1$ en trait plein, $\epsilon = 0.01$ en tirets et $\epsilon = 0.001$ en pointillés. Cette image montre des solutions isothermes de JED (FERREIRA, 1997).

En FIGURE iv.1 sont représentées 3 solutions de jets isothermes calculés dans PETRUCCI et al. (2010). On peut voir 2 informations différentes. D'abord, les paramètres ζ et b ne semblent pas du tout liés. À ϵ constant, une variation d'un ordre de grandeur en ζ n'implique qu'une très faible variation de b . On peut donc très facilement imaginer que tous les couples (b, ζ) sont possibles. Si b est faible et ζ est important, énormément de masse est éjectée avec peu d'énergie : des vents sont alors produits. Si, à l'inverse, b est grand et ζ est faible, alors peu de masse est éjectée avec beaucoup d'énergie : des jets puissants et rapides sont produits.

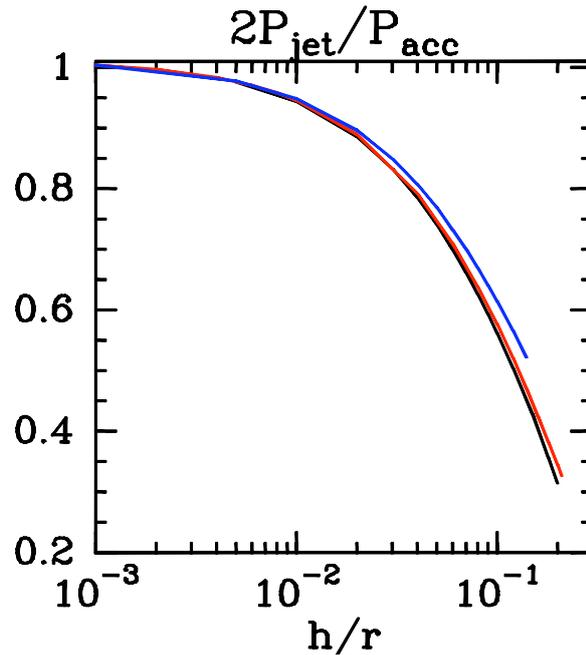
Cette tendance est confirmée par l'estimation du facteur de Lorentz moyen asymptotique de la vitesse d'ensemble (bulk) en fonction de ces 2 paramètres (PETRUCCI et al., 2010)

$$\langle \gamma_{\text{inf}} \rangle \simeq 1 + \frac{\eta}{\ln(r_J/r_{\text{in}})} \frac{b}{\zeta} \quad (\text{iv.1})$$

où $\eta \sim 0.1$ est l'efficacité d'accrétion, définie par $\eta = P_{\text{acc}} / (\dot{m}L_{\text{Edd}})$. On imagine alors très bien que pour de faibles valeurs de ζ , disons $\zeta \sim 0.01$, des facteurs de Lorentz > 10 peuvent être atteints. Tandis que lorsque $\zeta \sim 0.1$, la valeur de η compense ζ et le jet n'est plus relativiste.

Pour obtenir des jets rapides et collimatés il faut donc de faibles valeurs de $\zeta \sim 0.01$ (FERREIRA, 1997). Si l'on souhaite, à l'inverse, reproduire des vents plus denses, lents et froids alors $\zeta \sim 0.1 - 0.5$ sera plus adapté (CASSE et FERREIRA, 2000a; CHAKRAVORTY et al., 2016). Comme introduit plus tôt, j'appelle WED les configurations produisant des vents ($\zeta > 0.1$) et JED celles produisant des jets ($\zeta < 0.1$). Dans mon code, la valeur de ζ sera totalement libre, $\zeta > 0$, mais on se limitera ici à $\zeta \in [0.01, 0.5]$.

Sur la FIGURE iv.1, il semble que b soit une fonction très dépendante de ε . Cette évolution est représentée en FIGURE iv.2.



Adapté de FERREIRA et DEGUIRAN (2013)

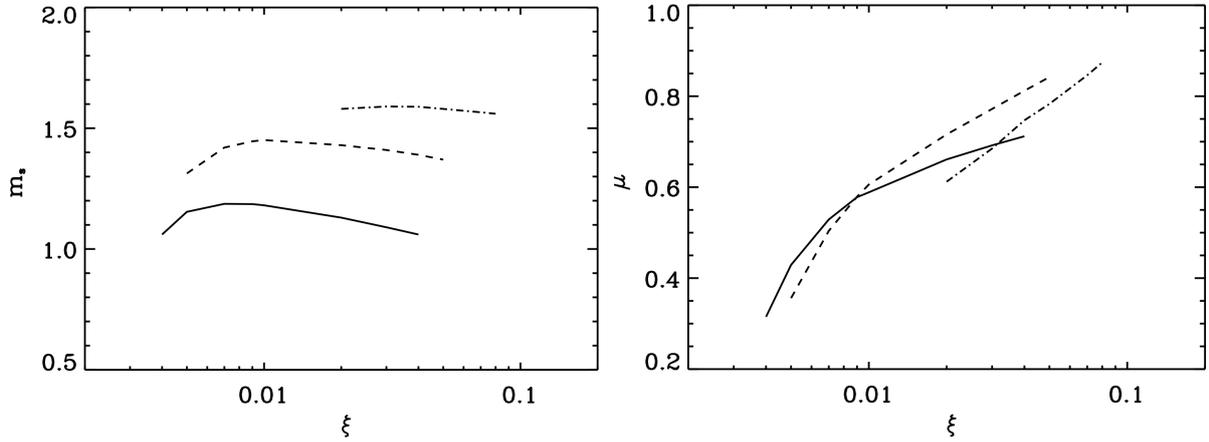
FIGURE iv.2. – Puissance des jets (b) en fonction du rapport d'aspect ($\varepsilon = h/r$). Les couleurs différentes montrent différentes valeurs de ζ , illustrant à nouveau le non-impact de ζ sur le paramètre b .

Cette figure montre que lorsque le rapport d'aspect varie, on a une grande évolution de la puissance totale éjectée. Si le disque est très mince $\varepsilon \ll 1$ toute l'énergie d'accrétion est libérée dans les jets. Tandis que lorsque le disque est épais $\varepsilon \sim 0.1$, on atteint des valeurs plus proches de 0.3 – 0.5, signifiant que 30 – 50% seulement de l'énergie d'accrétion est emportée par l'éjection. Le rapport d'aspect dans les disques d'accrétion peut très aisément

varier entre ces deux valeurs extrêmes suivant le rayon. La valeur de b est alors *a priori* une fonction du rayon, $b = b(\varepsilon(r))$. En réalité, ces travaux sur la valeur de b étant encore en cours, nous allons supposer dans l'étude que b est une constante du rayon, tout en gardant en tête qu'une amélioration directe du code serait l'implémentation d'une formule plus précise $b = b(\varepsilon) = 1 - \varepsilon/0.3$. Lors de la détermination de l'effet de ce paramètre, nous discuterons de la cohérence de la valeur de b avec les valeurs de ε (voir section iv.3.1). Il semble en outre que b parcourt l'ensemble de l'espace possible $b \in [0, 1]$. Or, dans un JED, le rapport d'aspect semble être situé entre 0.01 et 0.3. On adoptera alors $b \in [0.1, 0.9]$.

iv.1.2 Paramètres locaux : m_s et μ

La valeur de $\mu = B_z^2 / \mu_0 P_{tot}$ est importante pour l'existence du disque éjectant. Un disque d'accrétion devient éjectant dès lors qu'un champ magnétique à grande échelle B_z existe et est assez important pour atteindre une valeur proche de l'équipartition.



Adapté de PETRUCCI et al. (2010)

FIGURE iv.3. – Nombre de Mach sonique (m_s , gauche) et magnétisation (μ , droite) en fonction de l'efficacité d'éjection (ξ) pour 3 rapports d'aspects différents : $\varepsilon = 0.1$ en trait plein, $\varepsilon = 0.01$ en tirets et $\varepsilon = 0.001$ en pointillés.

On peut voir en FIGURE iv.3 trois solutions différentes avec un rapport d'aspect constant $\varepsilon = 0.1, 0.01$ et 0.001 . À gauche, l'évolution de m_s avec ξ pour ces trois calculs, et à droite l'évolution de la magnétisation. Dans ses calculs, FERREIRA (1997) a montré que la vitesse d'accrétion $u_r = -m_s c_s$ est liée à μ pour un disque produisant des jets MHD de type BLANDFORD et PAYNE (1982), voir section ii.1.3. On a $m_s = 2q\mu$, où $q = -B_\phi^+ / B_z$ est le cisaillement magnétique entre le champ toroïdal à la surface B_ϕ^+ et le champ magnétique global B_z . Le cisaillement q étant de l'ordre de l'unité, on a alors $m_s \simeq 2\mu$. Or, les solutions de JED sont proches de l'équipartition, $\mu \lesssim 1$, ce qui donne alors $m_s \gtrsim 1$ (FERREIRA, 1997), qui est bien ce qu'on observe en FIGURE iv.3. En revanche, si le nombre de Mach dépend de ε , il est très peu dépendant de ξ . La magnétisation, elle, est très dépendante¹ de ξ . Lorsque la magnétisation double, de $\mu = 0.4$ à $\mu = 0.8$, l'efficacité d'éjection augmente d'un facteur 10. Les modifications en ε ont peu d'effets sur la valeur de μ , tandis qu'elles ont un effet important sur la valeur de m_s . Inversement, la valeur de ξ a peu d'impact sur m_s , mais a un impact important

1. Ou l'inverse, d'ailleurs.

sur μ . Cela montre que, bien que les paramètres μ et m_s soient intimement liés par la relation $m_s = 2q\mu$, leurs valeurs semblent décorréliées du fait des variations de q .

Pour cette raison et par simplicité, ces deux paramètres seront donc traités séparément, tout en gardant à l'esprit qu'ils ne le sont pas en réalité. Au final, dans les JED, les valeurs typiques choisies seront $\mu \in [0.1, 0.8]$ et $m_s \in [0.5, 3]$.

iv.1.3 Dernière orbite stable : r_{in}

Le rayon interne du disque est l'un des paramètres les plus importants des binaires X car la puissance d'accrétion libérée dans un disque évolue comme $P_{acc} \propto r_{in}^{-1}$. On voit donc bien que plus r_{in} est petit, et plus d'énergie sera libérée. La capacité qu'ont les objets compacts à avoir un disque d'accrétion s'étendant à des rayons internes extrêmes est responsable de l'immense énergie libérée lors de l'accrétion. Précisons que dans le cas des systèmes binaires, la présence de spins négatifs est physiquement peu probable, car il faudrait que la rotation du disque et celle du trou noir ne se fasse pas dans le même sens. Ceci étant d'ailleurs confirmé par les observations (voir McCLINTOCK, NARAYAN et STEINER, 2014, pour une revue), nous ne considérerons que les spins positifs dans ce travail.

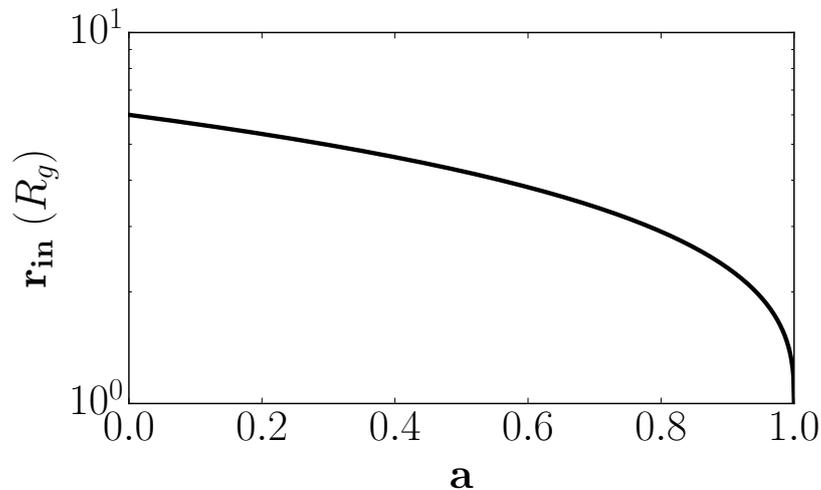


FIGURE iv.4. – Dernière orbite stable en fonction du spin.

Pour un trou noir sans rotation ($a = 0$), appelé trou noir de Schwarzschild, la dernière orbite stable maximale est située en $r_{in} = 6$. Pour un trou noir en rotation ($a > 0$), appelé trou noir de Kerr, le rayon interne du flot d'accrétion peut s'étendre jusqu'à $r_{in} = 1$ dans les cas extrêmes. La différence d'énergie disponible entre un spin nul et un spin maximal est donc significative. On peut voir en FIGURE iv.4 comment varie le rayon interne du disque en fonction du-dit spin. Cette énergie disponible pouvant être rayonnée ou advectée, l'effet de r_{in} n'est donc pas directement lié à la luminosité de l'objet. En revanche, comme il n'y a pas de rétroaction des parties internes sur les parties externes², diminuer le rayon interne du

2. C'est évidemment vrai seulement en régime Newtonien. La présence de jets BLANDFORD et ZNAJEK (1977) ou d'effet LENSE et THIRRING (1918) pourrait par exemple se traduire en une rétroaction.

disque ne peut qu'augmenter l'énergie rayonnée dans un JED.

Dans mon travail, le spin du trou noir est considéré comme un paramètre libre $a \in [0, 1]$, *i.e.* $r_{in} \in [1, 6]$. Il sera fixé suivant l'objet en utilisant les contraintes observationnelles issues de la littérature. Les calculs étant effectués dans un régime Newtonien non relativiste, je me dois par contre de rester précautionneux lorsque le rayon interne du disque se rapproche trop de l'horizon, *i.e.* pour $r_{in} < 2$.

IV.2 LES SOLUTIONS STABLES À L'ÉQUILIBRE THERMIQUE

Il a été montré par le passé que plusieurs types de solutions sont possibles dans un JED en un rayon donné (PETRUCCI et al., 2010). Dans toute cette section, je vais parler de solutions et de branches. Une *solution* est, pour un jeu de paramètres donnés, une solution à l'équilibre thermique du disque. Une *branche* de solutions est un ensemble de solutions, pour lesquelles même si les paramètres ont changé, on retrouve des similarités.

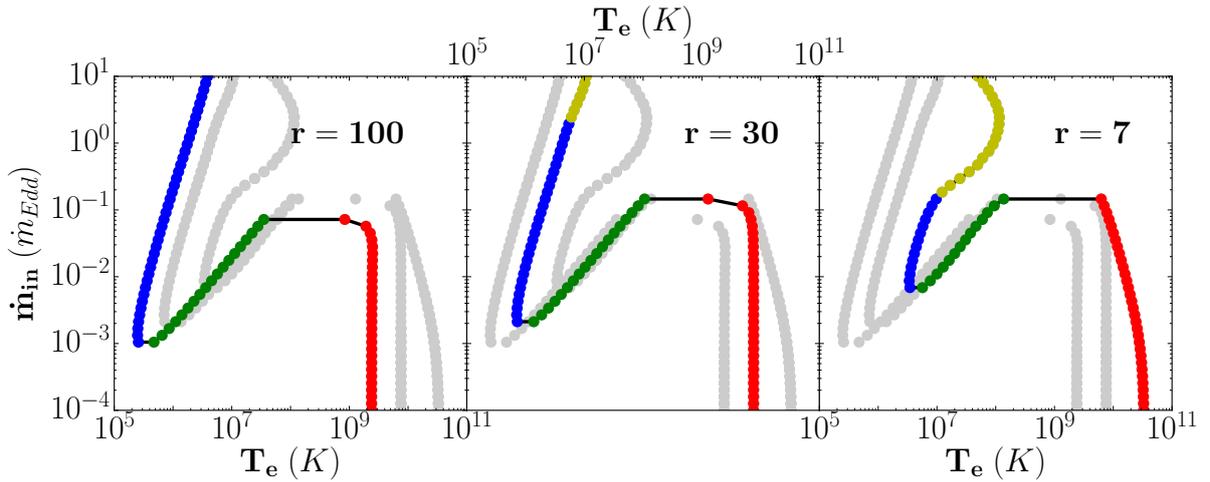


FIGURE iv.5. – Domaine d'existence des solutions du JED en $r = 100$, $r = 30$ et $r = 7$ (de gauche à droite). Ce domaine est illustré à l'aide du taux d'accrétion interne \dot{m}_{in} (axe Y) et de la température des électrons T_e (axe X). De gauche à droite : $r = 100$, $r = 30$ et $r = 7$. En gris, les autres solutions sont reportées. Ces solutions ont été calculées pour des paramètres de référence $\mu = 0.5$, $r_{in} = 1$, $b = 0.5$, $m_s = 1$, $\zeta = 0.1$ et $N = 100$.

Sur la FIGURE iv.5 est illustré le domaine d'existence des solutions JED dans le cas de jeu de paramètres de référence. D'une manière similaire à la littérature (CHEN et al., 1995 ; YUAN et NARAYAN, 2014), cet espace est représenté à l'aide de \dot{m}_{in} et à 3 rayons différents. Dans cet espace, 4 solutions très différentes sont présentes. En rouge, une solution que je nomme *chaude*, voir section iv.2.1. En vert, une solution intermédiaire. En bleu, une solution que j'appelle *froide*, voir section iv.2.2. En jaune, une solution que j'appelle *slim*, voir section iv.2.3. On voit par ailleurs qu'il existe 3 branches de solutions : une branche chaude, une branche instable et une branche froide, composée des solutions froides et slims.

Par ailleurs, la branche intermédiaire est toujours un point critique instable : toute augmentation (resp. diminution) de température entraîne un chauffage supérieur (resp. inférieur) au refroidissement, et la solution quitte l'équilibre pour rejoindre un point stable (FRANK, KING et RAINE, 2002). Je l'appelle alors *branche instable* ou *solution instable*, mais l'écarte dans mon

étude car elle ne peut pas représenter un état stationnaire du disque.

Sur cette figure, on peut voir que :

- À très bas taux d'accrétion, $\dot{m}_{in} \lesssim 10^{-3}$, à tout rayon seule la branche chaude est possible,
- À des taux d'accrétions intermédiaires $\dot{m}_{in} \in [10^{-3}, 10^{-1}]$, trois branches sont possibles en même temps, la froide, l'intermédiaire et la chaude,
- À très haut taux d'accrétion, $\dot{m}_{in} \gtrsim 10^{-1}$, une unique branche est possible, parfois froide dans les rayons externes (gauche), mais surtout slim dans les rayons internes (droite) ou à très haut taux d'accrétion $\dot{m}_{in} \gtrsim 5$.

Bien que cette figure dépende entièrement des paramètres utilisés, la tendance décrite ici est caractéristique du JED comme on le verra plus tard sur l'effet des paramètres en section iv.3. On a donc typiquement 3 branches, et 4 solutions différentes. Ne considérant pas la branche instable, on a donc 2 branches, une chaude et une froide. La branche chaude donnant naissance à la solution chaude, tandis que la branche froide donne naissance aux solutions froides et slim.

iv.2.1 Solution chaude

Cette solution joue le rôle de la solution ADAF (NARAYAN et YI, 1994 ; LASOTA, NARAYAN et YI, 1996) pour les disques turbulents. Prenons ici un taux d'accrétion tout à fait intermédiaire $\dot{m}_{in} = 10^{-2}$, et un rayon interne arbitraire $r_{in} = 6$. Pour illustration, cette solution est choisie afin d'avoir uniquement la branche chaude sur toute l'extension du disque : $\mu = 0.1$, $b = 0.7$, $m_s = 0.75$, $\zeta = 0.1$ et $N = 50$.

En FIGURE iv.6 on peut voir les propriétés principales d'une telle solution.

Regardons dans un premier temps la température électronique T_e . Sur la FIGURE iv.6, en partant d'une solution standard dans les parties externes $r > 10^3$, la solution chaude doit alors se construire. Pour ce faire, la température croît de $T_e \sim 10^8$ K jusqu'à $T_e \sim 10^{10}$ K en $r > 50$. Pendant cette phase, les processus d'advection dominant totalement l'équilibre thermique $q_{adv} \simeq q_+$, le rayonnement q_{rad} est négligeable et les interactions Coulombiennes q_{ie} diminuent.

Puis, dans les parties internes $r < 50$, la température des électrons a atteint son équilibre et cesse de croître. La température des ions, elle, continue d'augmenter, ce qui permet aux interactions Coulombiennes de stagner autour de $q_{ie} \sim 1\% q_+$ après une phase de décroissance. Pendant cette phase, l'advection diminue $q_{adv} < q_+$ et de plus en plus d'énergie est alors rayonnée $q_{rad} \sim 30\% q_+$. La pression de radiation augmente jusqu'à atteindre $P_{rad} \sim 0.1 P_{gaz}$ dans les parties internes. Durant toute l'évolution, le rapport d'aspect reste quasiment constant $\varepsilon \sim 0.2 - 0.3$ tandis que la densité augmente progressivement.

De plus, le disque reste intégralement dans un régime optiquement mince $\tau_{tot} \sim 0.1$ et $\tau_* \sim 10^{-8}$, ce qui suggère alors que le spectre sera entièrement construit par des processus optiquement minces : synchrotron, rayonnement de freinage et Compton.

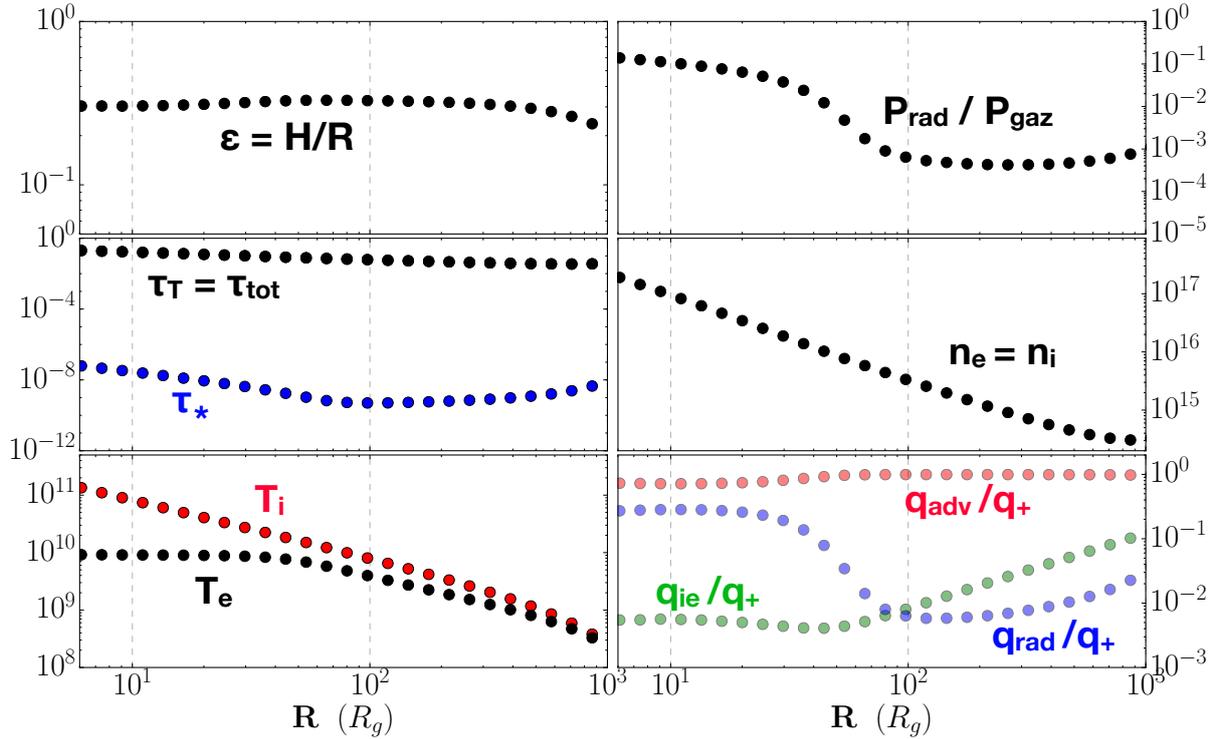


FIGURE iv.6. – Propriétés de la solution chaude en fonction du rayon. À gauche, le rapport d’aspect ε , les épaisseurs optiques Thomson τ_T et effective τ_* , et les températures centrales dans le disque T_e et T_i en K. À droite, le rapport P_{rad}/P_{gaz} , la densité n_e en cm^{-3} et les termes de l’équation de l’énergie normalisés par $q_+ = (1 - b)q_{acc}$.

Une fois l’équilibre thermique résolu, on peut représenter quelle serait la forme³ du disque d’accrétion obtenu, représenté à droite en FIGURE iv.7. Sur cette image, la taille réelle du demi-disque est représentée, ainsi que l’objet compact en noir sur la gauche. De plus, la température électronique est visible à l’aide d’une échelle de couleur commune avec les prochaines solutions en FIGURE iv.9 et iv.11. Dans ce cas on voit que la solution chaude atteint des demi-hauteurs $h \simeq 200$ en $r = 10^3$, et la température est toujours supérieure à $T_e \sim 10^8$ K, comme on peut le voir en FIGURE iv.6.

Le spectre associé à cette solution est construit et illustré à gauche de la FIGURE iv.7, où chaque anneau (pointillés) ainsi que le spectre total (ligne pleine) sont visibles. Ce spectre total étant celui construit par une solution optiquement mince $\tau_* \ll 1$, il possède 3 composantes dont la contribution est illustrée en couleur : synchrotron (jaune), rayonnement de freinage (vert) et effet Compton (rouge). On peut voir que chacun des spectres s’étend sur toute la bande spectrale présentée $E \in [10^{-3}, 10^3]$ keV. Le spectre est composé d’une bosse synchrotron à basse énergie $E \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ keV et des effets Compton sur cette bosse autour de $E \lesssim 0.2 - 0.3$ keV ; De plus, une loi de puissance issue du rayonnement de freinage $E \sim 0.1 - 10^3$ keV et des effets Compton $E \sim 1 - 10^3$ keV est dominante à très haute énergie. L’utilisation de BELM, contrairement à des formules *ad hoc* (ESIN, McCLINTOCK et NARAYAN, 1997, par exemple), garantit bien la précision des processus Compton, qui s’avèrent domi-

3. À noter que sur cette image l’échelle de hauteur du disque représentée est H , qui n’est pas nécessairement la même que la photosphère par exemple, voir FIGURE ii.1.

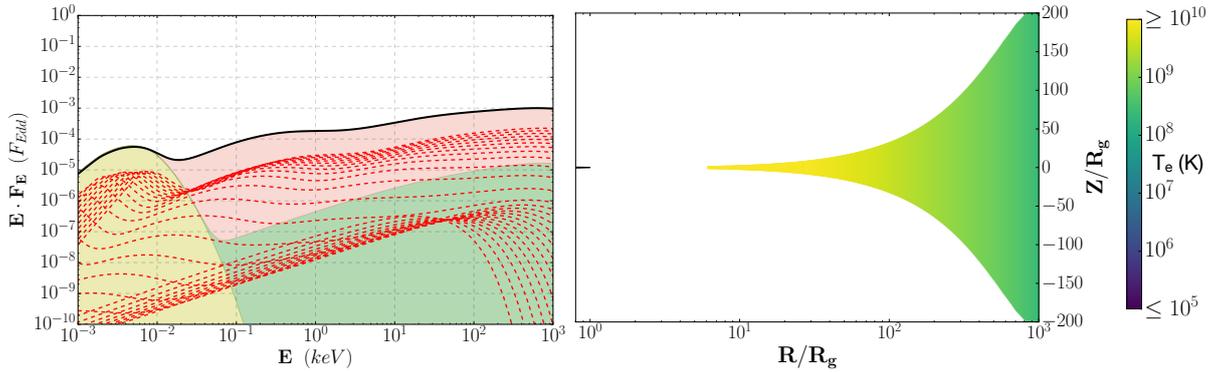


FIGURE iv.7. – **Gauche** : densité spectrale d'énergie de la solution chaude présentée dans le texte. En pointillés, chaque spectre associé aux anneaux présentés en FIGURE iv.6 : bleus si $\tau_* > 1$, rouges si $\tau_* < 1$. En noir, le spectre total. Le spectre total est la somme de différentes contributions : bleu pour rayonnement thermique ($L_V^{(thick)}$), jaune pour synchrotron, vert pour rayonnement de freinage et rouge pour Compton. **Droite** : apparence réelle (hauteur) de la configuration de disque, avec les températures électroniques en couleur.

nants dans ce type de solution.

Au final, dans la bande de fréquence observable, entre 1 et 10^3 keV, ce spectre est alors une loi de puissance dont la pente est $\sim 1/3$, *i.e.* d'indice $\Gamma \simeq 1.6 - 1.7$. En d'autres termes, ce spectre est similaire à un spectre *hard* de faible luminosité, ici $L \sim 0.5\%L_{Edd}$.

iv.2.2 Solution froide

Cette solution joue le rôle de la solution de disque standard de SHAKURA et SUNYAEV (1973) pour les disques turbulents. Pour s'en convaincre, prenons par exemple un taux d'accrétion tout à fait intermédiaire $\dot{m}_{in} = 10^{-2}$, et un rayon interne plutôt grand afin d'éviter la présence de la solution slim dans les régions internes, $r_{in} = 6$. Pour illustration, cette solution est choisie pour avoir uniquement la branche froide sur toute l'extension du disque : $\mu = 0.1$, $b = 0.7$, $m_s = 0.75$, $\zeta = 0.1$ et $N = 50$.

Sur la FIGURE iv.8, regardons dans un premier temps l'équilibre thermique, en bas à droite. La première chose que l'on remarque sur cette figure est que les processus d'advection sont totalement négligeables $q_{adv} \sim 10^{-4} - 10^{-3}q_+$. De ce fait, d'après le système d'équations en section iii.1.4, les ions ne peuvent perdre leur énergie que par interactions Coulombiennes, qui sont alors $q_{ie} \simeq 0.5q_+$. Les électrons, eux, rayonnent alors toute l'énergie disponible, $q_{rad} \simeq q_+$. Tout se passe comme si le système était à une seule température et on se retrouve dans une configuration où toute l'énergie disponible est rayonnée. Ce type de solution est connu, et bien que l'on ait ici moins d'énergie disponible dans le disque du fait du facteur $(1 - b)$, on retrouve une solution similaire à un disque α .

Le disque est extrêmement fin $\varepsilon \sim 2 \times 10^{-3}$ et froid $T_e \in [10^5, 5 \times 10^6]$ K. De plus, la température effective semble avoir une évolution sous forme de loi de puissance $T_{eff} \propto T_e \propto r^{-0.75}$ ici, similaire à celle d'une solution standard $r^{-3/4}$. Le disque est très dense $n_e > 10^{17}$ cm $^{-3}$, et son équilibre est donc totalement dominé par la pression gazeuse $P_{rad} < P_{gaz}$. Bien qu'il ne soit pas épais en opacité Thomson $\tau_T < 1$ à grands rayons, la présence des phénomènes *free - free* rend le plasma optiquement épais $\tau_{tot} \gtrsim 5$. Les phénomènes optiquement minces

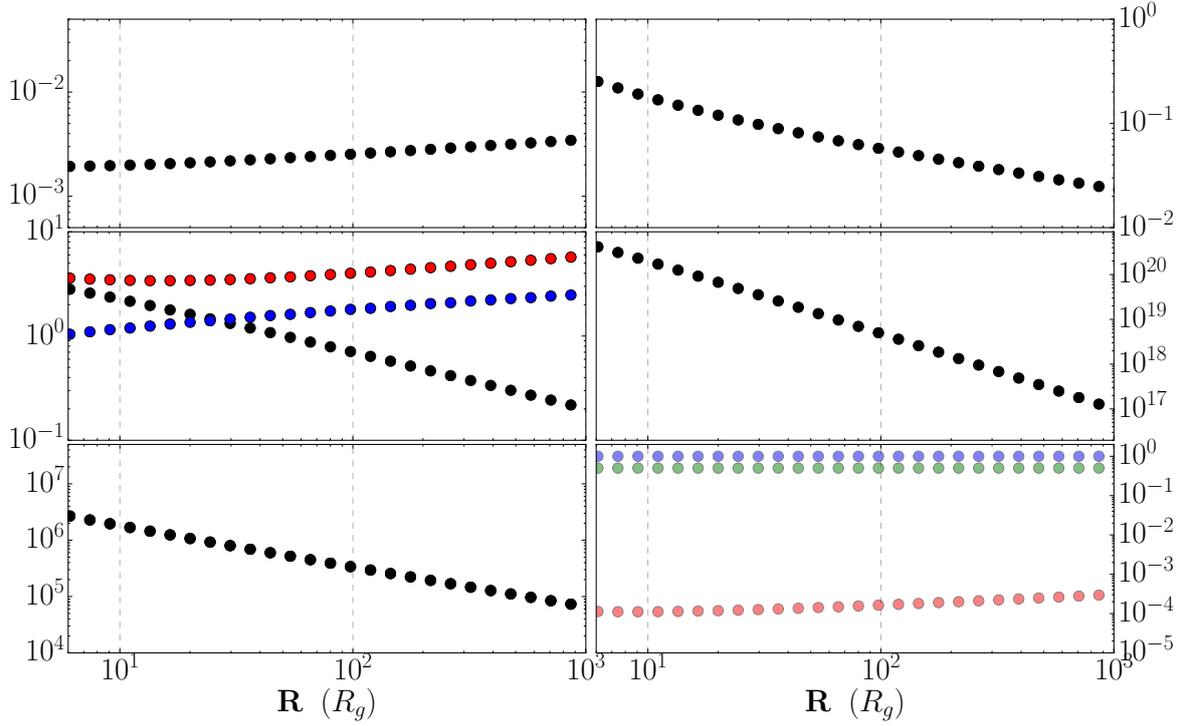


FIGURE iv.8. – Propriétés de la solution froide en fonction du rayon, sous le même modèle que la FIGURE iv.6.

et optiquement épais ont une contribution similaire dans les régions internes $\tau_* \sim 1$, et l'utilisation de la formule hybride prend son sens.

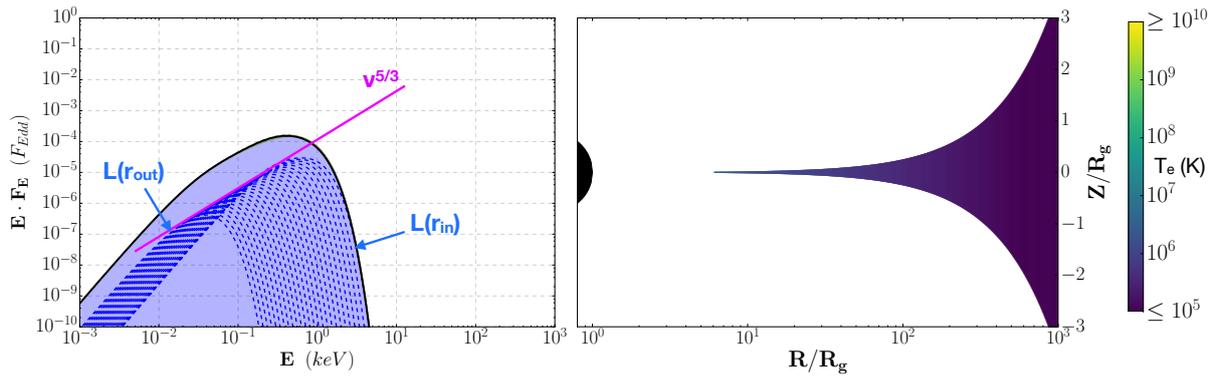


FIGURE iv.9. – **Gauche** : densité spectrale d'énergie de la solution froide présentée dans le texte. En pointillés, chaque spectre associé aux anneaux présentés en FIGURE iv.8. En noir, le spectre total. Le spectre total est la somme de différentes contributions : bleu pour rayonnement thermique ($L_V^{(thick)}$), jaune pour synchrotron, vert pour rayonnement de freinage et rouge pour Compton. En rose, la pente $\nu^{5/3}$ d'un disque multicolore est tracé. **Droite** : apparence réelle (hauteur) de la configuration de disque, avec les températures électroniques en couleur.

La forme du disque d'accrétion est représentée en FIGURE iv.9, à droite. On peut voir sur cette image la demi-hauteur du disque ainsi que la température en couleur. Le disque froid

a une demi-hauteur $h = 3 - 4$ en $r = 10^3$, ce qui représente une épaisseur 50 fois plus petite que la solution chaude (voir FIGURE iv.7). De plus, le disque reste froid sur toute sa distribution, $T_e < 3 \cdot 10^6$ K.

Une fois la solution thermique obtenue, regardons le spectre de la configuration. Comme vu précédemment, cette configuration est légèrement optiquement épaisse $\tau_{tot} > 5$. Pour cette raison, on peut voir sur la gauche de la FIGURE iv.9 que les spectres de chaque anneau sont celui d'un corps noir qui atteint son maximum autour de $T = 3 \cdot T_{eff}(r_{in}) \simeq 3 \cdot 1.7 \cdot 10^6$ K, ou encore $k_B T \simeq 0.45$ keV. Évidemment, le spectre du rayon externe est situé à basse énergie, tandis que le spectre du rayon interne est situé à plus haute énergie, tous deux indiqués sur la figure. L'évolution de la température effective suivant une distribution en $T_{eff} \propto r^{-3/4}$, on retrouve bien une pente spectrale d'un disque multicolore usuel $\nu^{5/3}$.

Au final, ce spectre prend la forme d'un disque multicolore de température $k_B T_{disk} < 1$ keV, de manière similaire à un état *soft*, dont la luminosité serait assez faible $L \sim 0.3\% L_{Edd}$.

iv.2.3 Solution slim

Cette solution est l'équivalent de la solution slim de ABRAMOWICZ et al. (1988) pour les disques turbulents. Elle est surtout dominante lorsque la pression de radiation peut dominer dans le disque, *i.e.* à haut taux d'accrétion et dans les régions internes. Prenons par exemple $\dot{m}_{in} = 10$, et un rayon interne petit $r_{in} = 1$. Pour illustration, cette solution est choisie pour avoir uniquement la branche froide dans les parties externes, puis la solution slim dans les régions internes : $\mu = 0.1$, $b = 0.5$, $m_s = 1$, $\zeta = 0.1$ et $N = 50$. J'illustre en FIGURE iv.10 les résultats à l'équilibre thermique pour la configuration slim.

Dans les régions externes, en $r > 10^2$, cette solution est tout à fait similaire à une solution froide. $T_e = T_i < 10^7$ K, $\varepsilon \sim 0.01$, $\tau_{tot} \gg \tau_* > 1$, densité n_e décroissante avec le rayon et advection négligeable $q_{adv} \ll q_+$. En revanche, à partir de ce rayon, la pression de radiation domine progressivement la pression gazeuse, $P_{rad} > P_{gaz}$. Le disque s'épaissit progressivement de $\varepsilon \simeq 0.01$ à $\varepsilon \simeq 0.1$ et la densité stagne momentanément autour de $n_e \sim 10^{19}$ cm⁻³. Les processus d'advection se font ressentir dans le disque jusqu'à atteindre $q_{adv} \rightarrow 0.1 q_{disp}$ en $r = 60$.

Entre les rayons $r = 60$ et $r = 10$, le refroidissement ne peut plus se faire par des processus optiquement épais (surfacique) qui seraient trop importants par rapport à l'énergie disponible : le disque s'épaissit et le rayonnement optiquement mince (volumique) prend progressivement le dessus dans les rayons internes : $\tau_* = 1$ en $r = 60$. Dans cette portion du disque, lorsque le rayon décroît, le rapport d'aspect du disque diminue sa croissance, la densité n_e reprend donc la sienne. En conséquence, le rapport des pressions augmente désormais avec une pente plus douce que précédemment du fait de l'augmentation de P_{gaz} , et l'épaisseur optique effective décroît encore. La température T_e , elle, continue d'augmenter tandis que les processus d'advection prennent peu à peu le dessus dans l'équation des électrons.

En $r < 10$, les processus d'advection deviennent le premier contributeur au refroidissement des électrons $q_{adv,e} > q_{rad}$. Le rapport d'aspect du disque stagne $\varepsilon \simeq 0.2$, tout comme l'épaisseur optique effective du disque $\tau_* \sim 0.1$. On se retrouve alors dans un cas où les ions ne sont refroidis que par interactions Coulombiennes car $q_{adv,i} \ll q_+$, tandis que les électrons sont refroidis par rayonnement et surtout par advection $q_{adv,e} \sim q_+$. On a alors naturellement

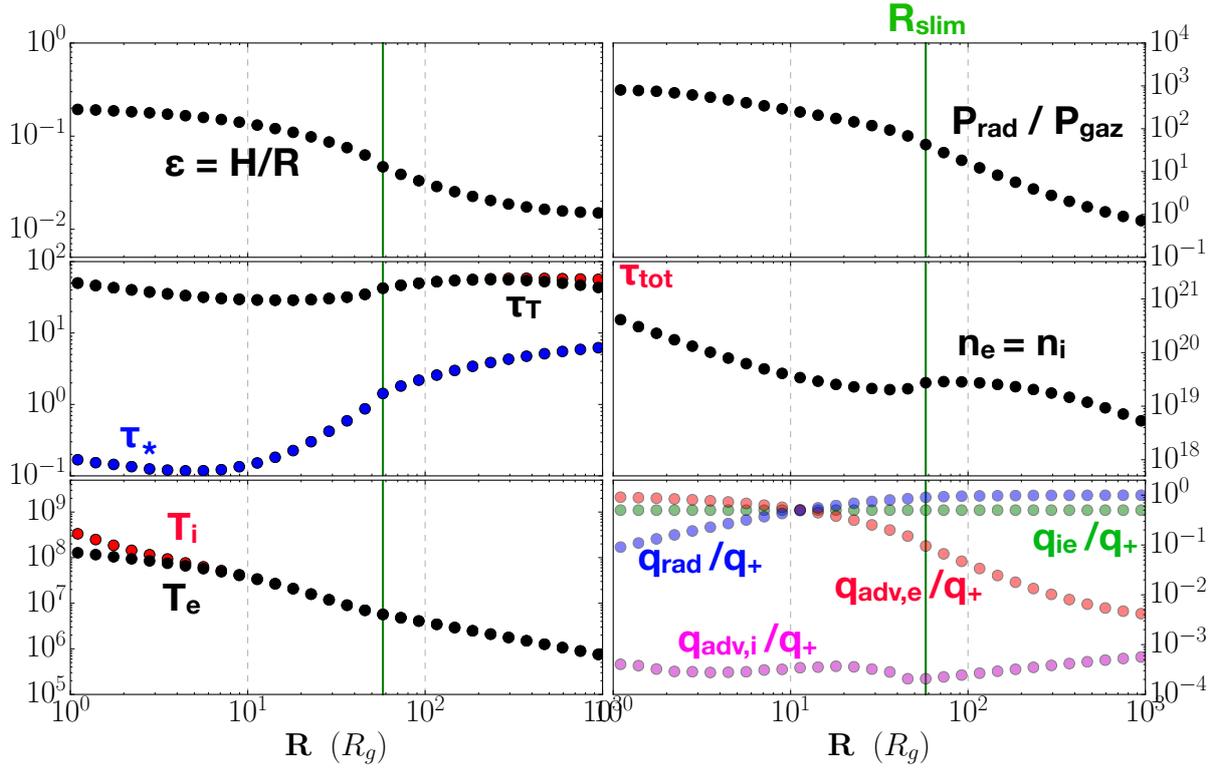


FIGURE iv.10. – Propriétés dynamiques de la solution slim en fonction du rayon, sous le même modèle que la FIGURE iv.6. Du fait de leur grande différence, les processus d’advections des ions $q_{adv,i}$ (rose) et électrons $q_{adv,e}$ (rouge) ont été séparés sur cette figure.

$T_i > T_e$. De manière similaire aux solutions de LASOTA et al. (2016), l’advection a donc pour rôle de refroidir et réduire la croissance de la hauteur du disque, $\varepsilon < 1$. Cette grande différence entre $q_{adv,i}$ et $q_{adv,e}$ est due à la domination de la pression de radiation $P_{rad} \gg P_{gaz}$, où le terme $\Delta_{rad} \cdot P_{rad} / P_{tot}$ domine alors l’équation (ii.28).

En FIGURE iv.11, à droite, est représentée l’apparence physique du disque slim. Notons que dans cette configuration le disque s’étend jusqu’en $r_{in} = 1$ pour bien illustrer la solution slim. Cette solution a donc une demi-hauteur intermédiaire entre la solution froide et la solution chaude (cf courbes noires), avec $h = 15$ en $r = 10^3$. Le rayon auquel cette solution devient purement slim, en $r = 60$ ici, est bien apparent car il correspond à une augmentation de la hauteur du disque lorsque le rayon diminue ! Par ailleurs, en couleur est illustrée la température centrale du disque, dont on peut voir qu’elle se situe elle aussi dans des valeurs intermédiaires autour de $T_e \simeq 10^5$ K dans les parties externes et jusqu’à $T_e \simeq 10^8$ dans les parties internes, là où la solution froide a des températures aussi basses que 10^6 K et la solution chaude des températures aussi hautes que 10^{10} K.

Cette solution slim étant une solution intermédiaire entre la solution chaude et la solution slim, son spectre sera alors une combinaison entre les deux. Certaines portions seront optiquement épaisses $\tau_* \simeq 10$, tandis que d’autres seront optiquement minces $\tau_* \simeq 0.1$. On peut voir en FIGURE iv.11, à gauche, le spectre associé à la structure thermique présentée dans cette section.

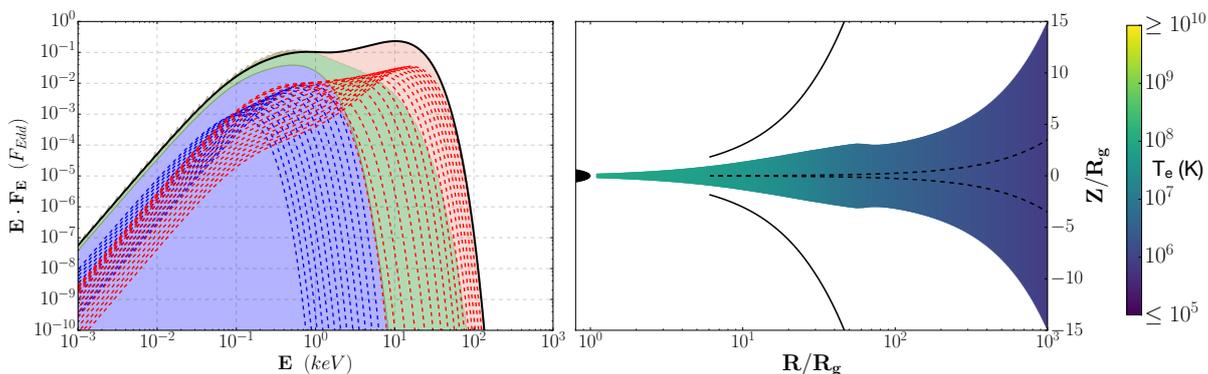


FIGURE IV.11. – **Gauche** : densité spectrale d'énergie de la solution slim présentée dans le texte. En pointillés, chaque spectre associé aux anneaux présentés en FIGURE IV.10, en bleu si $\tau_* > 1$, en rouge sinon. En noir, le spectre total. Le spectre total est la somme de différentes contributions : bleu pour rayonnement thermique ($L_v^{(thick)}$), jaune pour synchrotron, vert pour rayonnement de freinage et rouge pour Compton. **Droite** : apparence (hauteur) de la configuration de disque, avec les températures électroniques en couleur, en comparaison avec les solutions chaudes (courbe en noir) et froides (courbe en pointillés noir).

Tout comme dans le cas de la solution froide, les spectres optiquement épais $\tau_* > 1$ forment donc une somme de disques à des températures différentes, formant un disque multicolore (pointillés bleus) dont la température maximale est celle du dernier rayon optiquement épais $T = 3 \cdot T_{eff}(r = 60) \simeq 3 \cdot 3.9 \cdot 10^7$ K ou $k_B T \simeq 1$ keV. On peut voir l'ensemble de la contribution optiquement épaisse en bleu sur la figure.

Dès lors que le disque devient optiquement mince $\tau_* < 1$, le spectre prend la forme d'une loi de puissance, atteignant des énergies bien plus élevées (jusqu'à $E \sim 10^2$ keV). La solution optiquement mince globale est formée du rayonnement de freinage (vert), dont l'énergie typique se situe autour de 10 keV, sur lequel l'effet Compton produit des photons allant jusqu'à 10² keV (rouge).

Le spectre total a donc une apparence très particulière, puisqu'il est composé de 2 bosses, la première formée par les processus optiquement épais en 0.5 keV, la seconde autour de 10 keV due aux processus optiquement minces. En revanche, si l'on se concentre sur la partie observable du spectre, il sera alors interprété comme une loi de puissance de pente très faible < 0.5 (i.e. $\Gamma \simeq 1.5 - 2$), avec une coupure très brusque au delà de 10 keV. La luminosité totale est $L \sim 60\% L_{Edd}$ dans ce cas. Ce spectre possède des propriétés similaires aux spectres *hard* de très haute luminosité (cf section V.4).

IV.3 INFLUENCE DES PARAMÈTRES

Le JED met en jeu beaucoup de paramètres globaux différents, dont l'effet est détaillé dans cette section. Par simplicité, comme expliqué plus tôt (voir section IV.1), on suppose que ces paramètres sont indépendants non-seulement du rayon, mais aussi l'un de l'autre. Une fois ces paramètres (b , μ , r_{in} , m_s et ξ) donnés, on n'aura qu'à fixer r_J et \dot{m}_{in} pour avoir ce que l'on appelle une *configuration*, dont les solutions sont alors uniques.

Chaque paramètre a un effet différent sur les configurations, et je vais donc l'illustrer de manière différente. Les 3 premiers paramètres : b , m_s et ζ seront illustrés d'une manière similaire à la FIGURE iv.5. L'effet sur une configuration donnée de ces paramètres peut-être vu dans MARCEL et al. (2018a). Les effets de μ et r_{in} seront illustrés sur une configuration précise car leur effet est majoritairement spectral, voir section v.1.3.

Toutes les simulations illustrées dans cette section ont été effectuées par rapport à un jeu de paramètres de référence : $\mu = 0.5$, $b = 0.5$, $m_s = 1$, $\zeta = 0.1$, $r_{in} = 3$, $N = 100$.

iv.3.1 Puissance des jets b

Le premier paramètre dont je vais montrer l'effet est la part d'énergie libérée dans les jets : $b = P_{jets}/P_+$. Dans les équations, ce paramètre impacte directement la puissance thermique $q_+ = q_{acc} - q_{jets} = (1 - b)q_{acc}$. L'effet attendu est alors simple : plus b sera important, et plus d'énergie sera éjectée. Plus on perd d'énergie dans les jets, et moins d'énergie est alors disponible dans le disque. Les solutions à haute valeur de b seront alors à des températures plus faibles. Faisons varier b dans la configuration afin d'estimer son effet réel sur la configuration.

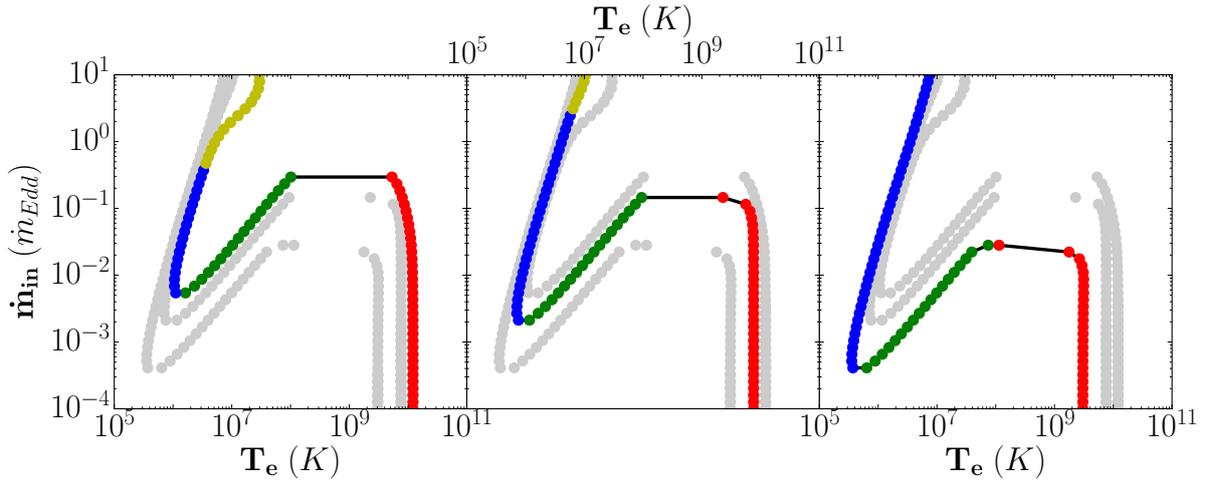


FIGURE iv.12. – Effet du paramètre b sur l'espace des solutions T_e - \dot{m}_{in} au rayon $r = 30$. En couleur, de gauche à droite : $b = 0.2$, $b = 0.5$ et $b = 0.8$. En gris, les autres solutions sont reportées. Comme sur la FIGURE iv.5, en rouge la solution chaude, en vert la solution instable, en bleu la solution froide et en jaune la solution slim.

La FIGURE iv.12 illustre l'effet du paramètre b . Sur cette figure, on utilise la configuration de référence définie plus haut, en changeant la valeur de b , de gauche à droite $b = 0.2$, $b = 0.5$ et $b = 0.8$. Les autres paramètres étant fixés, les différences entre l'espace des solutions ne sont alors dues qu'aux variations de b .

Dans les trois cas représentés, les solutions ont une allure similaire à celle présentée en début de chapitre, FIGURE iv.5. À très bas taux d'accrétion $\dot{m}_{in} \sim 10^{-4}$, seule la solution chaude est possible. À très fort taux d'accrétion $\dot{m}_{in} \gtrsim 0.5$, seule la solution froide/slim est possible. À des taux d'accrétions intermédiaires $\dot{m}_{in} \sim 10^{-3} - 10^{-1}$, les solutions froides, instables et chaudes sont possibles. En revanche, on peut noter que 3 changements majeurs sont associés à la modification de b :

(1) - L'espace des solutions semble se déplacer verticalement : plus b est petit et plus les solutions se décalent vers le haut. De $b = 0.2$ à $b = 0.8$, cette zone s'est décalée de $\dot{m}_{in} \in [3 \cdot 10^{-3}, 3 \cdot 10^{-1}]$ à $\dot{m}_{in} \in [2 \cdot 10^{-4}, 3 \cdot 10^{-2}]$, c'est à dire d'un ordre de grandeur ! En d'autres termes, en diminuant la valeur de b , on déplace la zone où trois solutions sont possibles vers des plus forts taux d'accrétions, et donc à plus forte luminosité *a priori*.

(2) - L'espace des solutions s'est aussi déplacé dans sa globalité horizontalement. Cela signifie qu'à un taux d'accrétion donné, la température des solutions disponible sera plus élevée pour des valeurs plus petites de b . Cet effet était prévisible car b est directement lié à la quantité d'énergie disponible dans le disque. Plus on a d'énergie disponible, moins les jets seront puissants et plus la température d'équilibre sera élevée. En passant de $b = 0.8$ à $b = 0.2$, la température de la solution chaude augmente d'un facteur $\sim 3 - 4$, tandis que la température de la froide augmente d'un facteur ~ 1.5 .

(3) - Lorsque la valeur de b est assez petite, la solution slim fait son apparition à fort taux d'accrétion. C'est particulièrement visible entre $b = 0.2$ (gauche) et $b = 0.8$ (droite). Avec $b = 0.8$, la solution froide est la seule possible de $\dot{m}_{in} \sim 3 \cdot 10^{-2}$ à $\dot{m}_{in} = 10$, avec des températures allant de $T_e \simeq 10^6$ jusqu'à 10^7 K. Avec $b = 0.2$, la solution froide n'est la seule possible qu'entre $\dot{m}_{in} \sim 3 \cdot 10^{-1}$ à $\dot{m}_{in} \sim 8 \cdot 10^{-1}$. Puis, la faible valeur de b implique que le refroidissement optiquement épais n'est plus suffisant à maintenir l'équilibre du disque : la solution devient une solution slim pour les taux d'accrétions $\dot{m}_{in} > 8 \cdot 10^{-1}$, avec des températures d'environ un ordre de grandeur au dessus de la solution froide.

En résumé, pour de fortes valeurs de la puissance des jets, $b = 0.8$ ici, l'espace des solutions est dominé par la solution froide, dont la température est plus faible que les solutions froides à d'autres b . C'est même la seule solution disponible pour $\dot{m}_{in} > 3 \cdot 10^{-2}$. Les spectres associés seront alors surtout des spectres *soft*.

Pour de faibles valeurs de b , $b = 0.2$ ici, l'espace des solutions est surtout dominé par la solution chaude, qui s'étend jusqu'à $\dot{m}_{in} \sim 3 \cdot 10^{-1}$, bien que la solution froide soit encore possible sur une grande extension. Cette solution possède une température plus élevée que pour les autres valeurs de b , jusqu'à $T_e \sim 10^{10}$ K. De plus, l'unique solution à très haut taux d'accrétion n'est désormais plus froide, mais slim. Les spectres associés à de faibles valeurs de b seront alors surtout des spectres *hard*.

Bien que l'on ait supposé que $b(\varepsilon) = b$ constante du rayon, on retrouve ici une cohérence avec la théorie (cf FIGURE iv.2). Pour $b = 0.8$, la solution froide domine avec $\varepsilon \sim 0.01$, ce qui correspond à $b_{\text{théorie}} \sim 0.9$. À l'inverse, pour une valeur de $b = 0.2$, on retrouve surtout la solution chaude/slim, avec $\varepsilon \sim 0.1 - 0.3$, correspondant à $b_{\text{théorie}} \sim 0.2 - 0.5$. Ouf.

iv.3.2 Vitesse d'accrétion m_s

Le deuxième paramètre dont je vais discuter l'effet est la vitesse d'accrétion dans le disque $u_r = -m_s c_s$, où m_s est le nombre de Mach sonique dans le disque. Dans un JED, la vitesse d'accrétion dans le disque est déterminée par le couple dû aux courants par les jets, $m_s = m_{s,turb} + m_{s,jets} \simeq m_{s,jets}$, voir équation (ii.12). Ce paramètre m_s est de l'ordre de 1 (section iv.1). Lors de la résolution, m_s apparaît à deux reprises. Une première fois dans la densité du disque d'accrétion $n_e \propto m_s^{-1}$. La densité du disque influençant directement l'équilibre thermique, cela va directement affecter les solutions. Une seconde fois dans le terme d'advection, où les dérivées de m_s et de n_e apparaissent dans Δ_α .

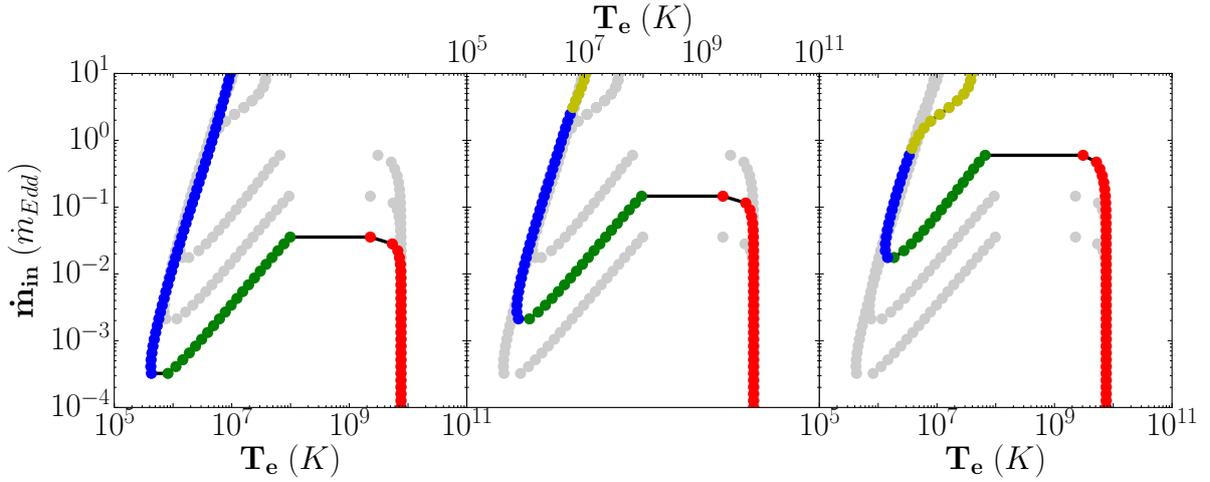


FIGURE iv.13. – Effet du paramètre m_s sur l'espace des solutions T_e - \dot{m}_{in} au rayon $r = 30$. En couleurs, de gauche à droite : $m_s = 0.5$, $m_s = 1$ et $m_s = 2$. Cette figure est similaire à la FIGURE iv.12.

En FIGURE iv.13 est illustré l'espace des solutions du JED pour trois valeurs différentes de nombre de Mach sonique, de gauche à droite $m_s = 0.5$, $m_s = 1$ et $m_s = 2$. De la même manière que pour le paramètre b , on observe ici 2 modifications majeures dans l'espace des solutions, très similaires aux effets (1) et (3) du paramètre b :

(1) - L'espace des solutions s'est décalé verticalement. Lorsque la valeur de m_s augmente, la zone à trois solutions se déplace à plus haut taux d'accrétion, de $\dot{m}_{in} \in [10^{-4}, 4 \cdot 10^{-2}]$ à $\dot{m}_{in} \in [10^{-2}, 5 \cdot 10^{-1}]$ de $m_s = 0.5$ à $m_s = 2$. La solution chaude sera donc disponible à des taux d'accrétion plus grands, donc à plus grande luminosité, pour de plus grandes valeurs de m_s . À l'inverse, la solution froide sera disponible à des taux d'accrétion plus faibles pour de plus petites valeurs de m_s .

(2) - En augmentant la valeur de m_s , il semble que les solutions possibles à fort taux d'accrétion changent. Lorsque $m_s = 0.5$, la seule solution possible au delà de $\dot{m}_{in} > 4 \cdot 10^{-2}$ est la solution froide, donc optiquement épaisse, cf section iv.2.2. En revanche, lorsque m_s augmente, la plus faible densité n_e ne permet plus aux processus de rayonnement de refroidir le disque, et l'advection est alors nécessaire au refroidissement : cette solution froide se transforme en une solution slim à très haut taux d'accrétion $\dot{m}_{in} \gtrsim 1$.

En résumé, l'effet de m_s est similaire à celui de b . Pour de faibles valeurs de m_s , la solution froide est plus présente et les spectres seront surtout *soft*. À l'inverse, pour de fortes valeurs de m_s , c'est au tour des solutions chaudes et slim d'être les plus présentes, et les spectres seront plutôt *hard*. En revanche, la température des solutions n'est pas autant affectée par m_s que par b .

iv.3.3 Efficacité d'éjection ξ

Le troisième paramètre est l'efficacité d'éjection, définie par $\xi = \partial \ln \dot{m} / \partial \ln r$. Ce paramètre est directement lié à la perte de masse à chaque rayon. Comme dans mon code je fixe le taux d'accrétion au rayon interne \dot{m}_{in} ; changer la valeur de ξ modifiera la répartition du taux d'accrétion dans les rayons externes en conséquence. Plus ξ sera important, et plus le taux

d'accrétion externe et dans le disque sera alors important. À un rayon donné, $r = 30$ ici, le taux d'accrétion sera alors $\dot{m}(r = 30) = \dot{m}_{in}(30/r_{in})^\xi$.

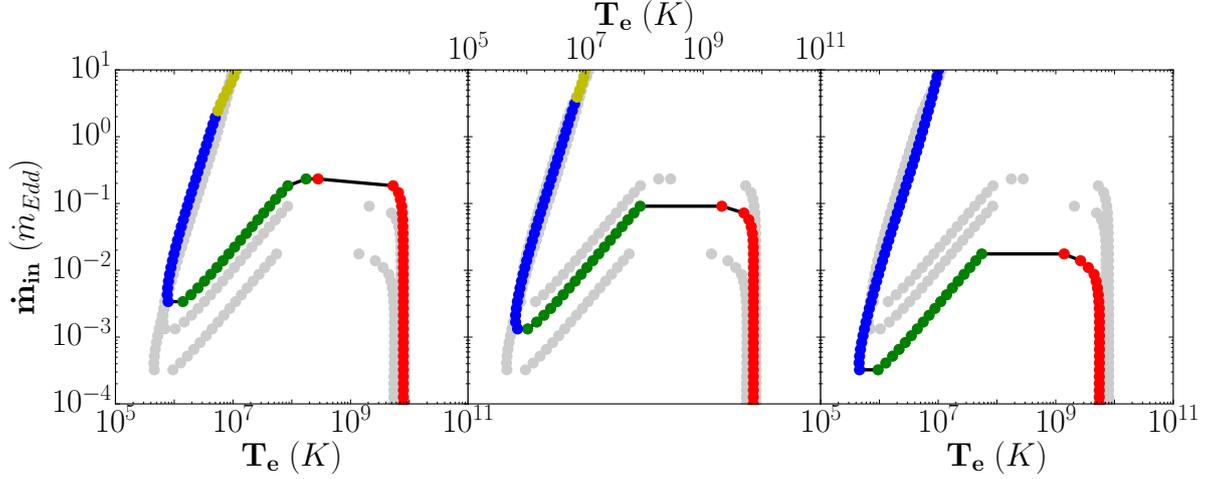


FIGURE iv.14. – Effet du paramètre ξ sur l'espace des solutions T_e - \dot{m}_{in} au rayon $r = 30$. En couleur, de gauche à droite : $\xi = 0.02$, $\xi = 0.2$ et $\xi = 0.5$. Cette figure est similaire à la FIGURE iv.12.

En FIGURE iv.14, je montre l'espace des solutions pour les trois différentes valeurs d'efficacité d'éjection considérées, de gauche à droite $\xi = 0.02$, $\xi = 0.2$ et $\xi = 0.5$. De manière similaire à b et m_s , on observe ici trois effets à nouveau, très similaires aux effets du paramètre b :

(1) - L'espace des solutions se décale verticalement. En augmentant la valeur de ξ , on augmente la valeur du taux d'accrétion au rayon considéré $r = 30$ ici, menant à $\dot{m}(30) = \dot{m}_{in}(30/r_{in})^\xi = 10^\xi \dot{m}_{in}$ car $r_{in} = 3$. Dans notre cas, cela nous donne $\dot{m}_{\xi=0.01}(30) = 1.02\dot{m}_{in}$, $\dot{m}_{\xi=0.2}(30) = 1.58\dot{m}_{in}$ et $\dot{m}_{\xi=0.5}(30) = 3.16\dot{m}_{in}$. En passant de $\xi = 0.01$ à $\xi = 0.5$, un simple décalage vertical d'un facteur $3.16/1.02 \simeq 3.1$ est alors attendu. Sur la FIGURE iv.14, on observe une différence d'un facteur ~ 10 entre les deux espaces des solutions. Cette grande différence est due à la modification du taux d'accrétion sur l'ensemble des rayons, et pas seulement au rayon $r = 30$ considéré ici. Au rayon externe du JED, en $r_J = 10^4$, cette différence est encore plus importante entre $\dot{m}_{out,\xi=0.5} = 100\dot{m}_{in}$ et $\dot{m}_{out,\xi=0.01} = 1.1\dot{m}_{in}$. Le disque externe est alors moins dense lorsque ξ est plus faible, et donc plus chaud. L'advection devient donc dominante plus tôt, *i.e.* à plus bas \dot{m} , pour les plus faibles valeurs de ξ .

(2) - L'espace des solutions se décale horizontalement. À un taux d'accrétion donné, la température d'équilibre est plus importante de quelques pourcents pour les petites valeurs de ξ . Plus ξ est élevé, plus la quantité de matière sera importante dans le disque au même rayon, et donc plus la température sera faible. Cet effet étant peu important, on se concentrera donc surtout sur les autres effets (1) et (3).

(3) - À grand taux d'accrétion $\dot{m}_{in} > 2$, la solution slim semble apparaître à faible efficacité d'éjection $\xi = 0.01$, tandis qu'elle n'est pas présente lorsque ce paramètre a une valeur élevée $\xi = 0.5$. À fort ξ , la solution est plus dense $n_e \propto r^\xi$. Du fait de cette densité plus élevée, et bien que plus d'énergie soit disponible $q_+ \propto (1 - \xi)r^\xi$ (effet (2)), la solution slim n'est pas construite en $r = 30$ dans le cas où $\xi = 0.5$, bien qu'elle s'étende entre $\dot{m}_{in} = 2$ et $\dot{m}_{in} = 10$ avec $\xi = 0.01$.

Au final, l'effet de ζ est lui aussi similaire à celui de b . À faibles valeurs de ζ , les solutions chaudes et slim sont plus présentes que la froide, et les spectres seront donc plutôt *hard*. Les faibles valeurs de ζ étant associés à la production de jets peu denses mais puissants, ces solutions dynamiques sont donc parfaites pour les états *hard*. Au contraire, à fortes valeurs de ζ , la solution froide est la seule présente sur la majeure partie de l'espace des solutions, et les spectres seront alors surtout *soft*. De plus, lorsque ζ est important, l'éjection donne lieu à des vents importants à la place des jets, on se retrouve alors dans une solution que j'ai appelée WED plus tôt, *i.e.* qui pourrait être similaire à la dynamique d'un état *soft*.

iv.3.4 Magnétisation μ

Le paramètre μ a peu d'influence sur l'équilibre thermique du disque ainsi que sur son spectre (MARCEL et al., 2018a). Illustrer l'influence de μ à l'aide d'une figure similaire à celles des paramètres b , m_s et ζ serait alors inutile tant les différences sont minimales. Afin de montrer son effet, je vais choisir deux exemples de configuration à différents μ et comparer leurs solutions ainsi que leurs spectres. En toute rigueur, la valeur de μ a deux effets. Le premier, c'est la part du champ magnétique dans l'équilibre vertical du disque $P_{mag} = 1/2 \mu P_{tot}$, négligée dans cette étude, voir section ii.1.2. Le second est l'effet de μ sur le rayonnement synchrotron, qui a donc un impact sur l'équilibre vertical du disque via $q_{rad} = q_{rad}(\mu)$, et donc sur le spectre.

En section iv.2 sont illustrées les trois solutions typiques du JED. Sur les spectres de cette section en FIGURES iv.7, iv.9 et iv.11, on peut voir les contributions de chacune des composantes spectrales : optiquement épaisse (bleu), synchrotron (jaune), rayonnement de freinage (vert) et Compton (rouge). Sur ces figures, on peut voir que les spectres des solutions froides et slim ne sont pas affectés par le rayonnement synchrotron, due à la très importante densité du disque dans ces cas. Je me concentre alors sur la solution chaude présentée plus tôt en FIGURES iv.6 et iv.7, avec $\mu = 0.1$, $b = 0.7$, $m_s = 0.75$, $\zeta = 0.1$ et $N = 50$, avec toujours $\dot{m}_{in} = 10^{-2}$.

Je reprends donc la configuration considérée en section iv.2.1, pour laquelle les calculs sont désormais effectués à $\mu = 1$. La structure thermique de la solution est montrée en FIGURE iv.15, où les paramètres principaux sont représentés en couleurs. En gris sont reportés les paramètres associés à la configuration précédente avec $\mu = 0.1$.

La densité n_e , le rapport d'aspect ε , l'épaisseur optique totale τ_{tot} ainsi que la température des ions T_i semblent ne pas avoir été affectés par ce changement dans le paramètre μ . En revanche, il y a eu quelques changements dans l'équation d'énergie (en bas à droite), entraînant des modifications de la température des électrons T_e , de la pression de radiation⁴ P_{rad} . L'augmentation de la valeur de μ est responsable d'un plus fort rayonnement synchrotron. Plus le rayonnement synchrotron est important, et plus le refroidissement, ainsi que la pression de radiation P_{rad} , le seront. On a donc, par l'augmentation de μ , une augmentation du refroidissement radiatif optiquement mince, et donc une température T_e du disque plus faible. Comme la température des ions n'a pas été modifiée, les interactions Coulombiennes vont donc être plus importantes, bien qu'elles restent totalement négligeables dans l'équilibre thermique à ces faibles densités. De plus, l'épaisseur optique effective τ_* est plus importante

4. Bien que je présente le rapport P_{rad}/P_{gaz} , c'est la température des ions qui est responsable de la pression gazeuse du fait que $T_i > T_e$. Les modifications de P_{rad}/P_{gaz} sont alors uniquement dues aux changements de P_{rad} .

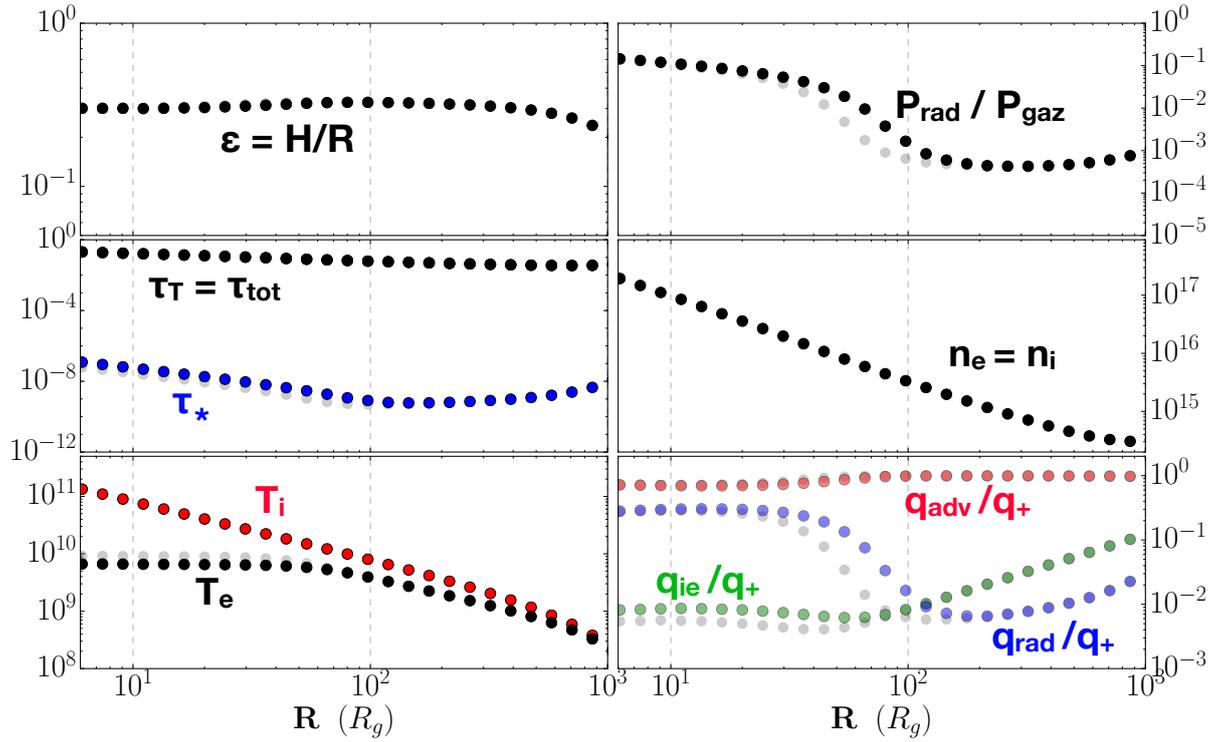


FIGURE iv.15. – Propriétés de la solution chaude en fonction du rayon, sous le même modèle que la FIGURE iv.6. En gris, les valeurs à $\mu = 0.1$ (FIGURE iv.6). En couleur, les valeurs à $\mu = 1$.

car $q^{(thick)} \propto T_e^4 / \tau_{tot}$ a diminué, tandis que $q^{(thin)}$ a augmenté.

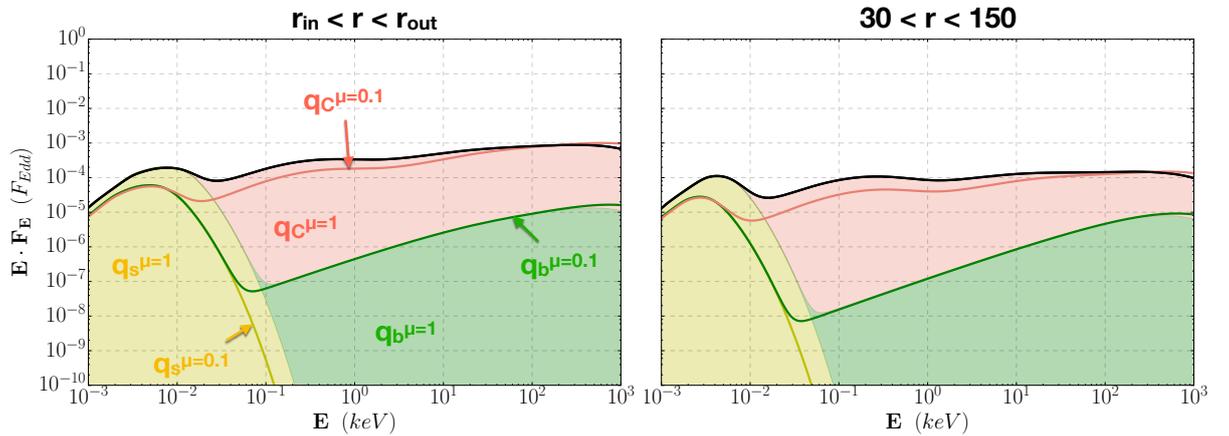


FIGURE iv.16. – Spectre des configurations considérées. À gauche, le spectre de l'ensemble du disque. À droite, les rayons $30 < r < 150$, où la différence entre $\mu = 0.1$ et $\mu = 1$ est la plus importante. Les composantes du spectre à $\mu = 0.1$ sont indiquées en traits épais. En jaune le synchrotron, en vert le rayonnement de freinage, en rouge la Comptonisation sur ces deux processus. Les composantes du spectre à $\mu = 1$ sont remplies en suivant le même code couleur. En noir est tracé le spectre total à $\mu = 1$, à comparer au spectre total rouge à $\mu = 0.1$.

Afin d'appuyer la discussion précédente, les spectres associés aux configurations sont montrés en FIGURE iv.16. Les courbes colorées sont les solutions présentées en FIGURE iv.7, jaune

pour le rayonnement synchrotron, vert pour le rayonnement de freinage et rouge pour les effets Compton sur ces deux composantes. Les processus à $\mu = 1$ remplissent le spectre total (courbe noire) suivant le même code couleur. À gauche, je montre le spectre de la configuration totale du disque, tandis qu'à droite je montre uniquement le spectre associé aux rayons pour lesquels des différences dans l'équilibre thermique sont visibles, $r \in [30, 150]$.

Sur ces deux images, on peut voir que la zone verte correspond très bien à la courbe verte. Cela signifie que la contribution du rayonnement de freinage reste la même dans les deux cas : $\mu = 0.1$ et $\mu = 1$, si ce n'est une légère différence dans la coupure à très haute énergie causée par la modification de T_e . En revanche, les contributions synchrotron et Compton ont notablement changé. En théorie, la puissance du rayonnement synchrotron est directement proportionnelle à $\mu \propto B_z^2$, tandis que la fréquence de coupure est de l'ordre du champ magnétique dans le disque B_z , donc de l'ordre de $\sqrt{\mu}$ (RYBICKI et LIGHTMAN, 1979). On s'attend donc à un facteur 10 en flux et un facteur 3.2 en fréquence de coupure. Comme on ne regarde pas qu'un simple spectre mais celui d'une combinaison d'équilibres thermiques, étalée sur plusieurs rayons, on observe un facteur total ~ 3.4 en flux et ~ 1.6 en fréquence de coupure, définie arbitrairement ici comme la fréquence du pic d'émission. Le rayonnement Compton, lui, est directement lié aux rayonnements synchrotron et de freinage. Les modifications du rayonnement synchrotron entraînent aussi une augmentation du flux dans la bosse due aux effets Compton sur les photons synchrotron $q_{C,Sy}$. La bosse est donc plus importante en flux à $\mu = 1$ qu'à $\mu = 0.1$.

Sur les spectres représentés en FIGURE iv.16, la variation de μ a un effet non négligeable sur le spectre total. Si maintenant on se concentre sur la partie observable de ce spectre, *i.e.* $E \gtrsim 1$ keV, la part du rayonnement synchrotron, en jaune, disparaît totalement. Son image par l'effet Compton, elle, reste en revanche visible. Sur le spectre total, cela représente un changement de $\Gamma = 1.80$ pour $\mu = 0.1$ à $\Gamma = 1.73$ pour $\mu = 1$.

Au final, l'effet de μ peut se caractériser par deux choses. La première, c'est une légère modification de l'équilibre thermique. L'effet étant faible, il ne modifie pas significativement la structure du disque. C'est pour cette raison que l'effet de ce paramètre n'est pas illustré à l'aide de l'espace des solutions, qu'il ne modifie que très peu. La seconde, c'est une modification du spectre synchrotron ainsi que de la bosse Compton sur ce processus. Bien qu'importants et visibles dans le spectre global, ces changements se font à très faible énergie $E \sim 10^{-3} - 1$ keV, et ont donc un impact extrêmement faible sur le spectre observé.

Pour ces raisons, le paramètre μ sera fixé à $\mu = 0.5$ dans toute la suite.

iv.3.5 Rayon interne du disque r_{in}

Le paramètre r_{in} , fixé entre 1 et 6, est un paramètre important du modèle tant la puissance globale disponible dans le disque en dépend. Dans le JED, le rayon interne n'ayant pas de rétroaction sur le disque, la valeur de r_{in} n'aura pas d'impact sur la résolution. Les simulations de cette section sont donc simplement effectuées à $r = 1$, et il suffit simplement de ne considérer que les rayons $r > r_{in}$ pour fixer r_{in} . L'effet de r_{in} est différent suivant les configurations, et c'est pourquoi je vais montrer plusieurs cas différents.

Le premier cas correspond à deux solutions présentées en section iv.2, pour lesquelles je vais faire varier le rayon de transition entre $r_{in} = 6$ et $r_{in} = 1$.

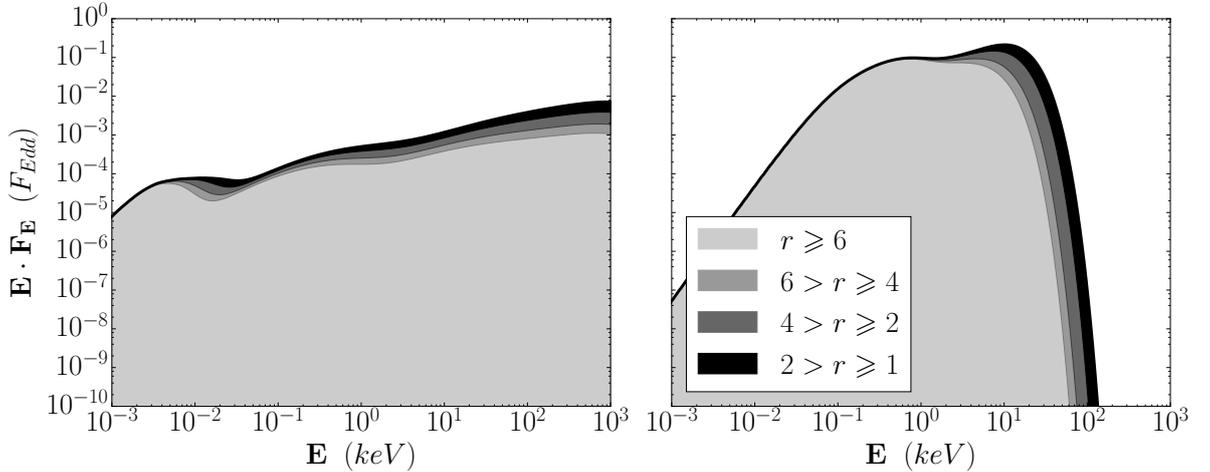


FIGURE iv.17. – Effet du rayon interne sur les spectres des configurations typiques illustrés en section iv.2. En nuances de gris sont montrées les contributions spectrales associées aux rayons : $r \geq 6$ pour le gris clair, et jusqu’aux rayons les plus internes $2 > r \geq 1$.

Sur la FIGURE iv.17, je montre les spectres associés à ces configurations, à gauche la solution chaude et à droite la solution slim. Chaque spectre est construit de la manière suivante. Le spectre des rayons externes jusqu’à $r = 6$ est tracé en gris clair (légende $r \geq 6$). Puis, en nuances de gris sont tracées les parties à ajouter au spectre pour $r_{in} = 4$, $r_{in} = 2$ et $r_{in} = 1$ (légendes $6 > r \geq 4$, $4 > r \geq 2$ et $2 > r \geq 1$ respectivement). Si l’on désire par exemple accéder au spectre $r_{in} = 2$, il suffit simplement de considérer toutes les zones pour lesquelles $r \geq r_{in} = 2$. On reconnaît d’ailleurs pour $r_{in} = 6$ le spectre chaud (à gauche) déjà illustré sur la FIGURE iv.7, ainsi que le spectre slim (à droite) pour $r_{in} = 1$, voir FIGURE iv.11.

Les spectres présentés sur cette FIGURE iv.17 semblent subir des effets différents dues aux changements de rayon interne r_{in} .

Regardons d’abord le spectre chaud (à gauche). Logiquement, le flux global augmente avec la diminution du rayon interne r_{in} . De $L \simeq 6 \cdot 10^{-3} L_{Edd}$ à $r_{in} = 6$ jusqu’à $L \simeq 3 \cdot 10^{-2} L_{Edd}$ à $r_{in} = 1$, le flux a augmenté d’un facteur 5. En revanche, la forme spectrale n’est que très peu modifiée car la pente dans le domaine observable $E > 1$ keV reste très similaire, d’indice $\Gamma \simeq 1.6 - 1.7$. Les spectres de solutions chaudes, *i.e.* optiquement minces, sont donc particulièrement affectés sur leur flux, et très peu sur leur forme.

La solution slim (à droite), subit des modifications similaires en flux. Son flux total augmente de $L \simeq 3 \cdot 10^{-1} L_{Edd}$ à $r_{in} = 6$ jusqu’à $L \simeq 6 \cdot 10^{-1} L_{Edd}$ à $r_{in} = 1$, augmentation d’un facteur 2. Mais la forme spectrale dans ce cas là est nettement plus affectée. En effet, dans cette solution comme pour la solution froide, la température du disque dépend énormément du rayon $T_e \propto r^\beta$. Avoir des solutions à plus faible rayon impose alors d’avoir des solutions plus chaudes en température, qui auront donc une forme différente. La forme du spectre est donc extrêmement affectée.

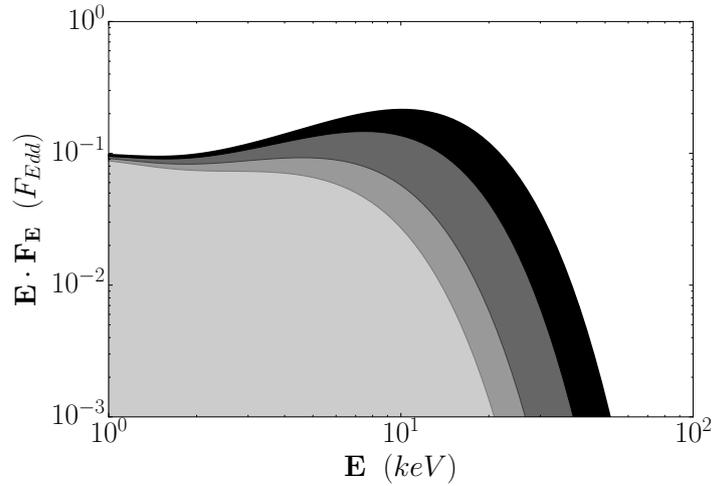


FIGURE iv.18. – Effet plus précis de r_{in} sur la solution slim présentée en section iv.2.3. Les mêmes nuances de gris sont utilisées qu'en FIGURE iv.17.

Si l'on se concentre sur la partie observable du spectre, donc à $E > 1$ keV, on obtient la FIGURE iv.18. Sur cette figure, on peut voir que la différence entre le spectre $r_{in} = 6$ (gris clair) et 1 spectre $r_{in} = 1$ (spectre total) est vraiment notable. Ces spectres ont à la fois une pente très différente, mais aussi (et surtout) une coupure à haute énergie qui diffère d'un facteur 5! De $E_{cut} \sim 2$ keV pour $r_{in} = 6$ à $E_{cut} \sim 10$ keV pour $r_{in} = 1$.

Le paramètre r_{in} a donc plusieurs effets sur les spectres. Le premier, c'est un effet sur la luminosité globale du spectre, notamment dans les cas d'une solution chaude. Le second, c'est un effet de durcissement du spectre dans les états slim lorsque l'on diminue le rayon interne.

Un autre effet, non illustré jusqu'ici, est la disparition ou l'apparition de solutions lorsque l'on modifie le rayon interne. On pourrait très bien imaginer une configuration pour laquelle les rayons internes $r \in [1, 6]$ sont dans une solution (a) très différente⁵ des rayons externes, en solution (b). Dans ce cas là, prendre en compte ou non ces rayons aura donc un effet très important sur le spectre, qui sera alors une combinaison des rayons externes en solution (a) avec les rayons internes en solution (b). D'autant que ce sont ces rayons internes qui ont le plus d'énergie disponible. Afin d'illustrer cet effet, prenons une configuration donnée pour laquelle la transition entre 2 types de solutions se fait proche du rayon interne. Je considère pour cela une configuration simple : $\mu = 0.1$, $b = 0.7$, $m_s = 1.5$, $\xi = 0.1$, $r_{in} = 1$, $N = 100$, avec $\dot{m}_{in} = 0.5$.

Sur la FIGURE iv.19 je représente la température électronique de la configuration ainsi que le spectre associé. En vert est illustré le rayon r_{slim} à partir duquel la solution devient slim. Si $r < r_{slim}$, on a $\tau_* < 1$ et le spectre sera dominé par les processus optiquement minces. Si, à l'inverse, $r > r_{slim}$, on a $\tau_* > 1$ et le spectre sera optiquement épais. Ce rayon r_{slim} étant très proche de $r = 6$, dans la portion $6 < r < r_{slim}$ le spectre est alors encore très proche d'un rayonnement de corps noir.

5. Évidemment, dans le cas du JED (a) et (b) ne peuvent être que (chaude), (froide) et (slim).

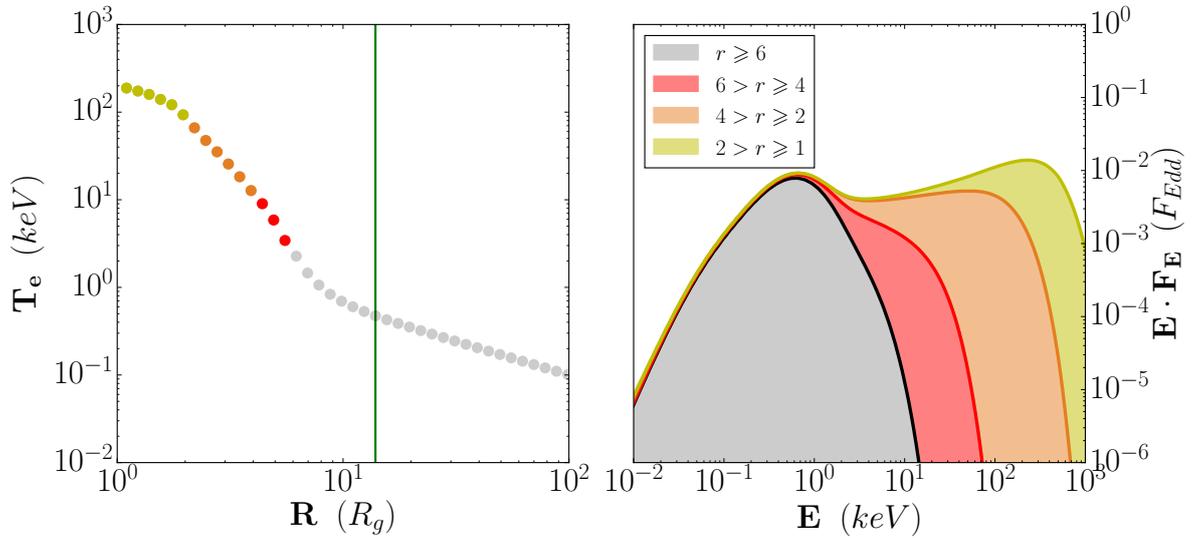


FIGURE iv.19. – Effet de r_{in} lors d'un changement de solutions. **À gauche** : la solution d'équilibre thermique $T_e(r)$. Le rayon à partir duquel $\tau_* < 1$ est tracé en vert. **À droite** : le spectre associé à la configuration. En gris, le spectre des parties externes $r > 6$, en couleurs les spectres produits par chacune des portions radiales.

Le spectre des rayons $6 < r < r_J$, représenté en gris sur la FIGURE iv.19, est celui d'une somme de corps noirs à des températures $k_B T_e \sim 1$ keV. Si l'on a $r_{in} = 6$, alors le spectre total sera une somme de ces fonctions de corps noir, donnant un disque multicolore de température $k_B T_e \sim 1$ keV.

Si l'on considère maintenant que le disque peut s'étendre à des rayons plus petits que $r = 6$, disons $r_{in} = 2$ par exemple. Dans les rayons $2 < r < 6$, la température d'équilibre du disque a augmenté de $k_B T_e \sim 2$ keV jusqu'à $k_B T_e \sim 70$ keV. Le spectre produit n'est donc plus du tout un corps noir, mais un spectre optiquement mince émettant à des fréquences (ou températures) bien plus élevées. Le spectre associé à la configuration de rayon interne $r_{in} = 2$ est donc la somme de la zone grise $r \geq 6$, de la zone rouge $6 > r \geq 4$ et de la zone orange $4 > r \geq 2$. On obtient donc le spectre symbolisé par la courbe orange.

Au final, l'effet du rayon interne, sur une configuration donnée, peut être triple. (1) Le flux est naturellement amplifié par la diminution du rayon interne, voir FIGURE iv.17. (2) Les rayons internes d'une solution donnée étant usuellement plus chauds, le spectre sera plus dur pour des rayons internes plus faibles, voir FIGURE iv.18. (3) Les rayons internes $r < 6$ peuvent se trouver sur une branche de solution très différente des rayons externes $r > 6$, pouvant mener à une modification totale du spectre en changeant le rayon interne, voir FIGURE iv.19.

IV.4 EXISTENCE D'UNE HYSTÉRÉSIS THERMIQUE

iv.4.1 L'hystérésis naturelle

En FIGURE iv.20, je reprends un exemple déjà illustré en section iv.2. Cette configuration représente un espace des solutions typiques pour un JED dans le plan $\dot{m}_{in} - T_e$.

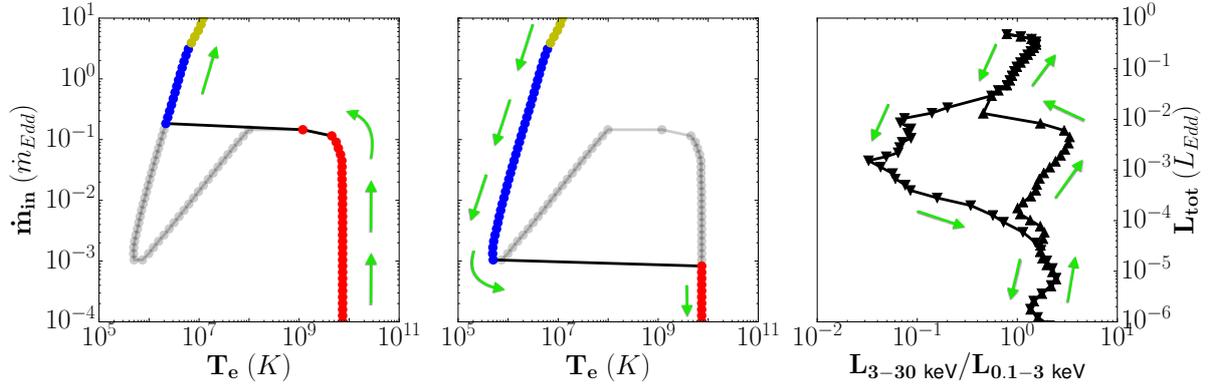


FIGURE iv.20. – Illustration de l’hystérésis possible à $r = 30$ dans le JED pour la configuration $\mu = 0.5$, $r_{in} = 1$, $b = 0.5$, $m_s = 1$, $\zeta = 0.1$ et $N = 100$. **À gauche** : chemin suivi pendant la croissance du taux d’accrétion. **Au centre** : chemin suivi pendant la diminution du taux d’accrétion. En couleur, les états traversés par la configuration, rouge pour les solutions chaudes, bleu pour les froides et jaune pour les slim. **À droite** : diagramme intensité dureté de ce cycle. La montée est symbolisée par des triangles vers le haut, la descente par des triangles vers le bas.

À $r = 30$, dans cette configuration, la seule solution possible à $\dot{m}_{in} < \dot{m}_{in,l} = 2 \cdot 10^{-3}$ est la solution chaude. À l’inverse, en $\dot{m}_{in} > \dot{m}_{in,h} = 0.1$, seule la solution froide/slim est possible. Dans les états intermédiaires $\dot{m}_{in} \in [2 \cdot 10^{-3}, 0.1] = [\dot{m}_{in,l}, \dot{m}_{in,h}]$, deux solutions stables sont possibles : la froide et la chaude. On peut alors aisément imaginer un cycle d’hystérésis, illustré sur les panels de gauche de la FIGURE iv.20 (voir aussi MARCEL et al., 2018a).

Ce cycle commence sur la partie gauche de la FIGURE iv.20 à bas taux d’accrétion, $\dot{m}_{in} \sim 10^{-4}$. En $r = 100$, la solution est donc forcément sur la branche chaude (points rouges). Puis, le taux d’accrétion augmente et la solution reste sur la branche chaude jusqu’à $\dot{m}_{in} = \dot{m}_{in,h}$. Une fois cette limite atteinte, la solution chaude n’est plus possible et on transite nécessairement sur la branche froide (points bleus), où le taux d’accrétion continue, ou non, d’augmenter. On se retrouve désormais sur la partie centrale de la FIGURE iv.20 à fort taux d’accrétion, $\dot{m}_{in} > \dot{m}_{in,h}$. Le disque est donc dans la branche froide tant que cette solution est possible. Une fois que le taux d’accrétion diminue et atteint la limite $\dot{m}_{in} = \dot{m}_{in,l}$, la branche froide n’est plus disponible. On retourne alors nécessairement sur la branche chaude, et tout recommence à zéro.

On peut voir ce cycle sur la partie droite de la FIGURE iv.20. Sur cette figure, je représente le flux total émis (sans absorption ou autre) en fonction de la dureté du spectre définie arbitrairement comme le ratio $\eta = L_{3-30 \text{ keV}} / L_{0.1-3 \text{ keV}}$. L’axe des abscisses est un indicateur de la forme spectrale : si $\eta > 1$, le spectre est dominé par le rayonnement en loi de puissance (souvent appelé non-thermique), c’est un spectre *hard* ; si $\eta < 1$, le spectre est dominé par le rayonnement thermique du disque, c’est un spectre *soft*. Avec cette simple figure on peut alors avoir une estimation de la position de l’hystérésis possible.

iv.4.2 Un scénario pour l’évolution des binaires X ?

La possibilité de cette hystérésis, déjà évoquée dans FERREIRA et al. (2006), nous a donné l’idée de tenter de reproduire le comportement des binaires X. On pourrait imaginer que la montée sur la branche chaude reproduise l’état *hard*, tandis que la descente sur la branche

froide reproduise l'état *soft*. Une des hypothèses importantes que l'on fera ici, est de supposer que les paramètres du JED doivent rester les mêmes durant l'ensemble du cycle. Bien que certains paramètres n'ont aucune raison de changer, comme le rayon interne r_{in} du disque par exemple, certains autres tels que b ont de très fortes raisons de varier dans le disque et au cours de l'évolution. C'est donc une hypothèse forte. En outre, considérer que les paramètres puissent varier au cours de l'évolution impliquerait une dégénérescence très importante. Voyons néanmoins quelles sont les conditions de la reproduction d'un cycle.

La première condition est la reproduction des jets ou de vents. Le JED, par définition, est toujours associé à la production d'éjections MHD. Or, l'absence d'émission radio dans l'état *soft* indique que les jets MHD présents dans l'état *hard* ne sont plus produits, ou du moins plus visibles. L'absence systématique de rayonnement provenant de potentiels jets pose alors la question de la présence d'un disque éjectant dans ces états *soft*. On peut en revanche imaginer qu'une modification de ζ dans l'état *soft* implique alors la création de vents à la place des jets. Il se pourrait aussi que ces jets soient bien présents mais radiativement très peu efficaces dans certaines configurations (DRAPPEAU et al., 2017). Ces deux questions offrent alors la possibilité d'avoir un JED même dans l'état *soft*. Une hystérésis suivant le même raisonnement peut être construite à l'aide de l'équilibre thermique impliquant les ADAF/SAD. Or, en plus de la possible non existence des ADAF, cette hystérésis n'est pas capable de reproduire la luminosité des cycles usuels (YUAN et NARAYAN, 2014). La seconde condition pour que l'hystérésis du JED colle avec les observations est donc de pouvoir reproduire la luminosité à laquelle les cycles se produisent, notamment la luminosité maximale possible pour un état *hard* L_{peak} .

Sur la droite de la FIGURE iv.20, on peut voir que l'hystérésis se produit entre $L \simeq 10^{-4} L_{Edd}$ et $L \simeq 10^{-2} L_{Edd}$. Les hystérésis typiques des binaires X se produisant dans des luminosités allant entre $L \sim 1\% L_{Edd}$ et $L \sim 10 - 30\% L_{Edd}$, clairement l'hystérésis présentée ici n'est pas assez haute en luminosité.

En théorie, dans le meilleur des cas⁶ toute la puissance disponible dans le disque est rayonnée, et ce jusqu'à un rayon interne le plus petit possible $r_{in} = 1$, on a alors :

$$P_{ray}^{\max} = (1 - b)P_{acc} \simeq (1 - b) \frac{GM\dot{M}_{in}}{2R_{in}} \simeq \dot{m}_{in}/2 L_{Edd} \quad (\text{iv.2})$$

On a vu dans la section iv.3 que la transition haute peut se produire jusqu'à $\dot{m}_{in} < 0.5$, ce qui équivaut à $P_{ray}^{\max} < 25\%L_{Edd}$. Des objets typiques tels que GX 339 - 4 ayant des transitions typiques autour de $10 - 30\%L_{Edd}$, la transition haute peut donc se situer dans les bonnes luminosités en théorie. Dans la branche basse, la transition est typiquement à des taux d'accrétions $\dot{m}_{in} < 5 \cdot 10^{-2}$, équivalent à $P_{ray}^{\max} < 2.5\%L_{Edd}$. Observationnellement, cette transition semble légèrement supérieure à quelques pourcents. Là aussi, la transition est plausible.

Dans la suite, je vais donc présenter un test cherchant à optimiser cette hystérésis afin qu'elle corresponde à des luminosités suffisantes.

6. Bien que dans le cas des LHAFs (YUAN, 2001), l'advection puisse agir comme un chauffage et augmenter localement la puissance disponible, ce type de solution n'a pas été trouvé dans le cas du JED. La puissance rayonnée est donc limitée à la puissance libérée localement par l'accrétion.

iv.4.3 Une hystérésis convaincante ?

Le cycle d'hystérésis considéré est caractérisé par une montée durant laquelle le spectre est dominé par le rayonnement en loi de puissance $L_{3-30 \text{ keV}}$: des spectres *hard*. Ces spectres ont des luminosités allant de $L < 10^{-4} L_{Edd}$ dans l'état dit quiescent, et jusqu'à $L \sim 10 - 30\% L_{Edd}$ dans les états *hard* de très forte luminosité. Pour atteindre des luminosités aussi élevées, il nous faut donc chercher à étendre l'hystérésis jusqu'à des taux d'accrétion extrêmement élevés. Puis, la descente *soft* se fera à des luminosités allant de $L \sim 10\% L_{Edd}$ jusqu'à $L \sim 10^{-2} L_{Edd}$, avant de retourner dans l'état *hard*. En d'autres termes, il faut obtenir un cycle dont l'hystérésis est située entre $L \sim 1\% L_{Edd}$ et $L \sim 10 - 30\% L_{Edd}$.

Comme on l'a vu dans la section iv.3, pour maximiser la transition haute il faut se placer dans un jeu de paramètres où b et ζ sont les plus petits possible, et m_s le plus grand possible. Évidemment, r_{in} devra être aussi le plus petit possible. La valeur de $\mu = 1$ sera choisie pour maximiser le flux, bien que μ ait peu d'effet. Choisissons alors $\mu = 1$, $r_{in} = 1$, $b = 0.1$, $m_s = 3$, $\zeta = 0.01$ et $N = 100$, ce qui représente clairement un cas extrême.

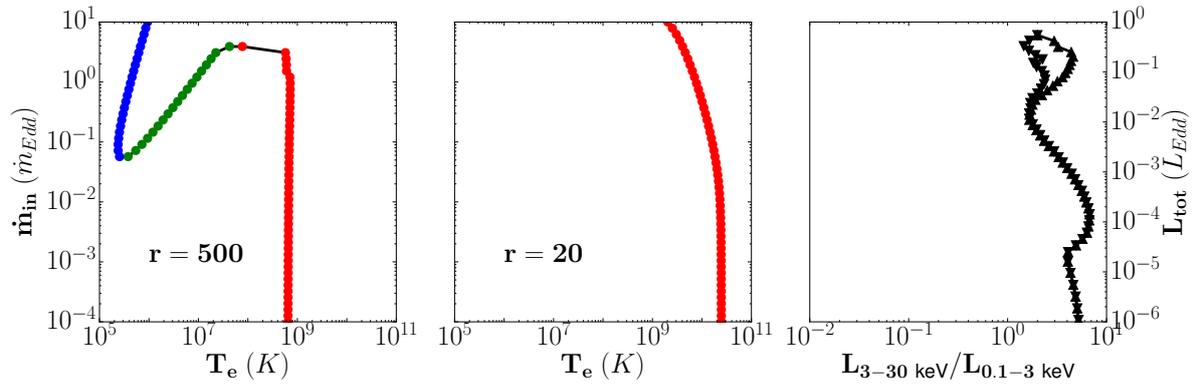


FIGURE iv.21. – Illustration de l'hystérésis possible dans le JED pour la configuration $\mu = 0.5$, $r_{in} = 1$, $b = 0.5$, $m_s = 1$, $\zeta = 0.1$ et $N = 100$. Domaine d'existence des solutions du JED en $r = 500$ (gauche) et $r = 20$ (centre), en bleu la branche froide, en rouge la chaude et en vert l'instable. Le diagramme intensité dureté de ce cycle est montré à droite, où les triangles montants (resp. descendants) symbolisent la phase de montée (resp. descente).

Sur cette FIGURE iv.21, j'illustre le domaine des solutions à deux rayons différents, $r = 500$ à gauche et $r = 20$ au centre. Les phases de montée et de descente sont différentes à grands rayons, mais sont nécessairement les mêmes aux petits rayons car une seule solution est possible. On aura donc une montée dans la solution chaude (en rouge) à tous rayons. Puis, dans la descente, la solution froide (bleue) étant possible dans les régions externes (gauche), le disque choisira alors cette solution. Dans les rayons internes, la seule possible restant la solution chaude, c'est celle ci qui sera automatiquement choisie. On aura donc une configuration froide dans les régions externes et chaude dans les régions internes.

On peut voir le flux et la dureté des spectres sur le panel de droite. La montée est représentée en triangle montant, la descente en triangle descendant. L'hystérésis du JED se situe dans ce cas exactement dans les luminosités désirées, de 2% jusqu'à $\sim 50\% L_{Edd}$. Par contre, on peut voir que les spectres des deux phases ont des propriétés très similaires. Le flux varie de $L \sim 10^{-6} L_{Edd}$ à $L \sim L_{Edd}$, tout en conservant un spectre extrêmement dur, $\eta > 1$. La différence entre les phases de montée et de descente n'étant due qu'aux grands rayons dans

le disque, elle n'est pas dominante spectralement. On est alors dans un cas où l'hystérésis a la bonne extension en luminosité, mais pas en dureté. Les spectres sont tous *hard* ici.

Au final, le cycle d'hystérésis n'est donc pas notablement présent ici. C'est une illustration d'un problème réel intrinsèque au JED : le cycle d'hystérésis permis par le JED, en conservant le même jeu de paramètres durant toute l'évolution, ne colle pas du tout aux cycles usuels.

En revanche, deux résultats très encourageants en ressortent. D'abord, bien que l'on ne reproduise pas l'évolution d'un cycle typique, s'étendant sur 1 – 2 ordres de grandeurs en luminosité proche de la luminosité d'Eddington, cette hystérésis pourrait possiblement être observée dans certains objets aux cycles atypiques, tels que H 1743 – 322 par exemple (DUNN et al., 2010). Ensuite, il semble que le jeu de paramètres démontré dans cette section, ou du moins un jeu de paramètres proche, soit tout à fait adapté à la reproduction de spectres *hard* jusqu'à des taux d'accrétion et des luminosités très élevés. De plus, ces états sont accompagnés de jets puissants, totalement en accord avec les JEDs ($b > 0$, $\zeta < 0.1$). On aurait alors la possibilité de reproduire la phase montante de l'évolution d'une binaire X à l'aide du JED. Dans la prochaine section, je me concentre donc sur la détermination d'un jeu de paramètres optimal pour la reproduction des états *hard* des binaires X.

IV.5 LES ÉTATS HARD : QUELS PARAMÈTRES

iv.5.1 *Positionnement du problème*

On l'a vu dans la section précédente, l'hystérésis que produit le JED seul n'est pas capable de reproduire un cycle usuel d'une binaire X. Et ce, quelque soit le jeu de paramètres choisi pendant l'évolution. En revanche, cette étude a montré que les JEDs sont aptes à reproduire des spectres optiquement minces jusqu'à de très hautes luminosités, voir FIGURE iv.21. Dans cette section, je vais tenter de déterminer quels sont les meilleurs jeux de paramètres du JED permettant de reproduire une évolution dans les états *hard* seulement. C'est à dire, être capable de reproduire des spectres en loi de puissance ayant la bonne pente (Γ), et ce jusqu'à des énergies suffisantes (E_{cut}).

Afin de déterminer quel est le meilleur jeu de paramètres nous permettant de reproduire les états *hard* à toutes luminosités, j'effectue un très grand nombre de simulations en faisant varier les paramètres importants.

Le paramètre μ n'ayant qu'une influence marginale sur la résolution et sur le spectre dans les rayons X, je vais choisir $\mu = 0.5$. De plus, le rayon externe du disque éjectant a été fixé à $r_J = 10^3$ ici pour des questions de rapidité de calculs.

Le paramètre ζ sera fixé à $\zeta = 0.01$ car c'est non seulement la valeur la plus adaptée à la reproduction d'états *hard* de fortes luminosités (voir section iv.3.3), mais aussi une valeur associée à la production de jets rapides (FERREIRA, 1997).

Le paramètre r_{in} sera fixé à $r_{in} = 1$, et il me suffira de n'utiliser que les solutions $r > 2$ si je souhaite obtenir un spectre associé à une configuration $r_{in} = 2$. Je discute plus tard en section iv.5.4 de l'effet de ce paramètre.

Les paramètres m_s et b ont montré qu'ils étaient prépondérants dans la résolution. De ce fait, ils vont être les 2 paramètres que je vais faire varier ici. Deux valeurs seront utilisées pour

chacun d'entre eux : $m_s = 0.75, 1.5$ afin d'obtenir des solutions subsoniques et supersoniques, $b = 0.3, 0.7$ afin d'obtenir une bonne couverture des possibilités de b .

iv.5.2 Plans $\dot{m}_{in} - r$

Pour les 4 jeux de paramètres possibles, je résouds l'équilibre thermique du disque dans son intégralité en allant de $\dot{m}_{in} = 10^{-3}$, correspondant à des états quiescents, jusqu'à $\dot{m}_{in} = 10^2$, correspondant à des états largement au-delà des taux d'accrétions observés. De plus, étant donné que l'on ne reproduit ici que l'état *hard*, il est naturel de considérer que le JED est sur la branche chaude, voir section iv.2. Je ne vais donc représenter que la branche chaude lorsque plusieurs solutions sont présentes, puis la branche froide ou slim lorsque seules ces solutions sont possibles. Je considère donc simplement toujours la branche la plus chaude.

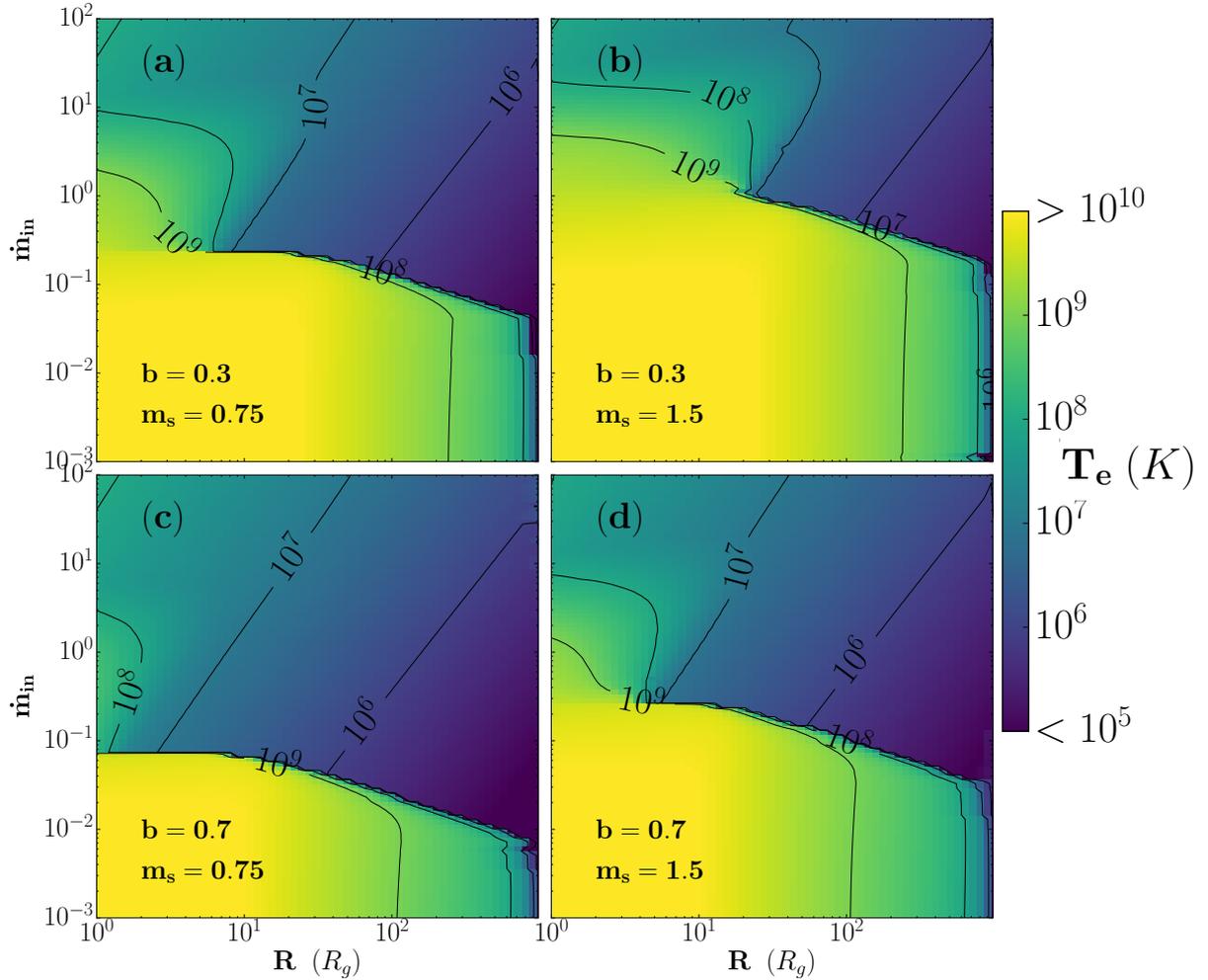


FIGURE iv.22. – Plan $\dot{m}_{in} - r$ de la branche la plus chaude pour $\mu = 0.1$, $r_{in} = 1$ et $\zeta = 0.01$. En couleur, la température (en K) de la solution la plus chaude. En traits pleins, les contours en température.

Sur la FIGURE iv.22, je montre les résultats des simulations pour les 4 jeux de paramètres dans un plan $\dot{m}_{in} - r$: (a) $m_s = 0.75$, $b = 0.3$; (b) $m_s = 1.5$, $b = 0.3$; (c) $m_s = 0.75$, $b = 0.7$, et (d) $m_s = 1.5$, $b = 0.7$. Dans ce type de plan, une configuration de disque est alors une coupe

(ou tranche) horizontale dans la figure associés au jeu de paramètres désiré. Par exemple, dans le jeu de paramètres $b = 0.7$ et $m_s = 0.75$ (c), la configuration à $\dot{m}_{in} = 1$ est telle que : $T_e < 10^6$ K dans les rayons externes $r > 10^2$, puis 10^6 K $< T_e < 10^7$ K dans les rayons intermédiaires $r \in [10, 10^2]$, puis $T_e > 10^7$ K jusqu'à r_{in} . Et dès lors que $r_{in} < 2$, on aura alors des solutions avec $T_e > 10^8$ K.

De manière générale, on retrouve exactement l'espace des solutions décrit en section iv.1. À très faible taux d'accrétion $\dot{m}_{in} \sim 10^{-3} - 10^{-1}$, le disque est sur la branche chaude $T_e \sim 10^{10}$ K dans les régions internes. Cette solution s'est construite progressivement à partir des régions externes $r \gtrsim 10^2$ où l'advection était encore faible⁷. À de plus grands taux d'accrétions, cette solution chaude disparaît. Elle laisse la place, dans les régions externes particulièrement, à la branche froide $T_e \sim 10^5 - 10^7$ K. Puis parfois, dans les régions internes, se construit le 3ème type de solution présenté plus tôt : la solution slim. Cette solution est d'une température intermédiaire entre les deux précédentes, $T_e \sim 10^8 - 10^9$ K, et se situe notamment dans les régions internes une fois que la branche chaude n'est plus possible, $\dot{m}_{in} \sim 0.1 - 10$ suivant les paramètres.

Ces figures, bien qu'elles paraissent complexes, nous permettent déjà de déterminer quels seront les paramètres nécessaires à une reproduction de la montée dans l'état *hard*.

En effet, j'ai montré plus tôt (section iv.2) quels sont les spectres associés à chaque branche. La branche chaude reproduit des spectres en forme de loi de puissance, dont la coupure à haute énergie se situe à très haute fréquence $E_{cut} \gg 100$ keV. Cette branche est parfaite pour des états *hard*. La branche froide est associée à un spectre de disque multi-couleur, très similaire aux états *soft*. La branche slim, quant à elle, produit des spectres en forme de loi de puissance dont la coupure se situe à de bien plus faibles énergies que la branche chaude, $E_{cut} \sim 10 - 100$ keV. De plus, si l'on souhaite reproduire des spectres de très hautes luminosités, $L \sim 0.1 - 0.3L_{Edd}$, il faut alors utiliser des taux d'accrétion élevés $\dot{m}_{in} > 1$.

Une fois toutes ces informations prises en compte, on voit déjà que la configuration (c), $b = 0.7$ et $m_s = 0.75$, ne correspond pas du tout à nos attentes. En effet, pour $\dot{m}_{in} > 0.07$, seule la branche froide est possible. On se retrouve alors dans un cas où aucun spectre au dessus de ce taux d'accrétion ne pourra reproduire un état *hard*. Il est aussi important de noter que dans les cas (a) et (d), si l'on venait à avoir $r_{in} \simeq 5 - 6$, alors la branche slim des rayons internes ne serait jamais atteinte et les spectres seraient eux aussi *soft* dès lors que $\dot{m}_{in} > 0.2$.

Dans la section suivante je vais discuter plus en détail de la forme spectrale associée à chacun des jeux de paramètres.

iv.5.3 Détermination d'un jeu de paramètres optimal

Les spectres *hard* des binaires X ont typiquement des indices spectraux $\Gamma \in [1.3, 1.8]$ pendant toute la phase de montée, qui s'étend de $L < 10^{-3} L_{Edd}$ jusqu'à $L \simeq 0.1 - 0.3L_{Edd}$. Ce qui, en termes de taux d'accrétion, se traduit par $\dot{m}_{in} \in [10^{-3}, 10]$. Les spectres de faible

7. Il est important de noter ici que cette construction est un effet de conditions aux limites. Si l'on avait choisi des conditions aux limites à l'advection non négligeable, alors la solution chaude se serait construite plus vite, i.e. en moins de pas de rayons, et donc à $r > 10^2$. Dans tous les cas, ces régions sont négligeables spectralement et n'influencent pas les travaux effectués dans cette section.

luminosités ne montrent pas de coupures à haute énergie apparente, tandis que les spectres de hautes luminosités ont souvent des coupures de l'ordre de 50 – 200 keV.

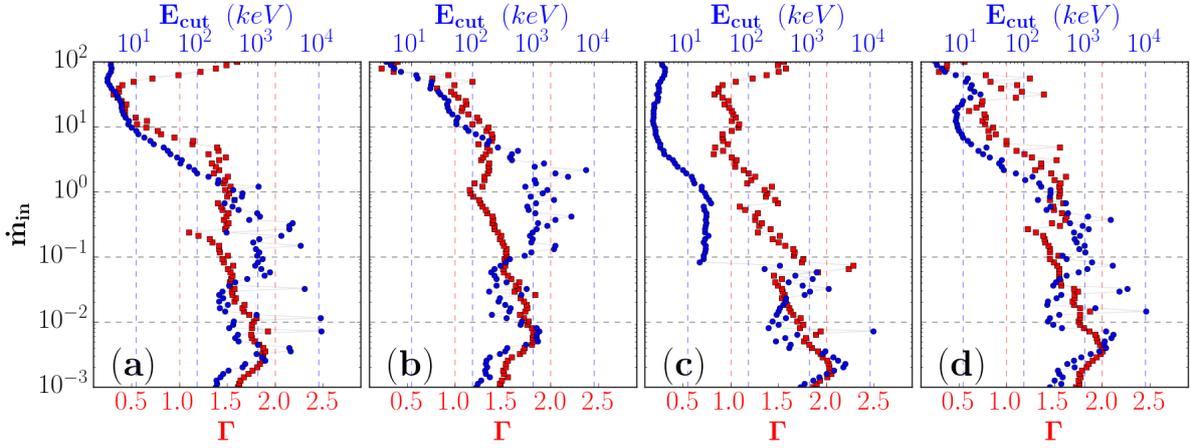


FIGURE iv.23. – Indice spectral Γ (rouge) et coupure haute énergie E_{cut} (bleu) en fonction du taux d'accrétion \dot{m}_{in} pour chaque configuration présentée en FIGURE iv.22. Les barres d'erreurs ne sont pas tracées, mais sont de l'ordre de 0.1 – 0.2 pour Γ et jusqu'à quelques 100 keV lorsque $E_{cut} \gg 100$ keV, et aussi basses que quelques pourcents lorsque $E_{cut} \lesssim 100$ keV.

En FIGURE iv.23 est illustré le résultat d'un fit spectral effectué sur chacune des configurations, et pour chaque jeu de paramètres. À un jeu de paramètres fixé, incluant \dot{m}_{in} , est associé une configuration $T_e(r)$ présentée en FIGURE iv.22. Pour chacune de ces configurations, un fit spectral à l'aide d'une simple fonction $EF_E = E^{2-\Gamma} \cdot e^{-E/E_{cut}}$ a été effectué dans la bande de fréquence usuellement observée 1 – 10^3 keV. Le fit spectral ayant pour but de n'obtenir que des informations sur la loi de puissance, la borne minimale est parfois augmentée jusqu'à 3 keV. En outre, lorsque le spectre n'est composé que d'un disque, le fit sera alors mauvais et la coupure à haute énergie très basse, de l'ordre de $E_{cut} \sim 10$ keV. Sur l'axe des abscisses de la FIGURE iv.23 sont représentés les résultats de chacun de ces fits, Γ en carrés rouges et E_{cut} en ronds bleus.

Le but de cette figure n'est en aucun cas de reproduire les observations d'un objet ni même l'évolution en taux d'accrétion. Ce que l'on cherche à confirmer, c'est que certains jeux de paramètres sont bien plus adaptés à la reproduction de l'évolution dans l'état *hard* d'une binaire X.

Comme vu précédemment, la configuration (c) semble ne pas fonctionner du tout. Si l'on se concentre sur la coupure à haute énergie, on peut voir que dès que $\dot{m}_{in} \gtrsim 0.1$, la forme spectrale est composée d'une loi de puissance ayant une coupure extrêmement basse $E_{cut} \sim 10$ keV. C'est la signature d'un spectre composé uniquement d'un rayonnement thermique de disque multi-couleur. Ce jeu de paramètres ne correspond pas du tout aux observations.

Durant l'évolution, *i.e.* l'augmentation du taux d'accrétion, il semble que les jeux de paramètres (a) et (d) montrent une coupure à haute énergie constante et très élevée à bas taux d'accrétion, qui atteint des valeurs observables $E_{cut} \sim 50 - 100$ keV à haut taux d'accrétion ($\dot{m}_{in} \gtrsim 2$). Cela correspond à des luminosités typiques de l'ordre de $5\%L_{Edd}$, ce qui est cohérent avec les observations. Ce qui ne l'est pas, par contre, c'est l'indice spectral. Durant l'évolution de l'état *hard*, une des particularités est que l'indice spectral a une évolution extrême-

mement lisse. Il peut être aussi élevé que 2 et aussi petit que 1.5, mais ces variations se font sur de grandes variations en luminosité, et donc en taux d'accrétion. Dans les 2 cas (a) et (d), le passage entre la branche chaude $\dot{m}_{in} < 0.2$ et la branche slim $\dot{m}_{in} > 0.2$ (cf FIGURE iv.22) se fait énormément ressentir dans la forme spectrale. C'est donc un problème dans l'évolution. Pour ce qui est de la configuration (b), elle semble être le meilleur candidat. Elle n'a en effet pas les deux défauts énoncés plus haut, tant l'évolution de Γ semble lisse. De plus, il semblerait que ce jeu de paramètres permette aussi l'apparition d'une coupure à haute énergie à des taux d'accrétion légèrement plus élevés que (a) et (d), pour $\dot{m}_{in} \sim 5 - 10$, ce qui équivaut à des luminosités de l'ordre de $10 - 20\%L_{Edd}$, tout à fait en accord avec les observations.

Tout semble converger vers un jeu de paramètres que l'on appellera *optimal* : $b = 0.3$ et $m_s = 1.5$, allant de paire avec $\xi = 0.01$ et $\mu \in [0.1, 1]$. Qu'en est-il désormais du rayon interne du disque, r_{in} ?

iv.5.4 Luminosité de l'état hard le plus lumineux L_{peak}

Toute l'étude précédente étant effectuée avec $r_{in} = 1$, il me faut maintenant à la fois discuter de ce que cette étude donnerait pour d'autres rayons internes, mais aussi quel serait le rayon interne idéal pour un objet donné.

Dans les configurations précédentes, la forme spectrale est extrêmement dépendante du rayon interne choisi. Il a en effet été montré en section iv.3.5 que la modification du rayon interne peut donner lieu à des solutions totalement différentes de celles aux rayons externes, changeant totalement la forme spectrale ! C'est par exemple le cas de la configuration (d), où si l'on utilise $r_{in} = 6$, l'intégralité du disque est dans une solution optiquement mince, et donc possède un spectre totalement différent de la configuration $r_{in} = 1$, dont les parties internes sont dominées par les solutions slim. Cet exemple concret est visible en FIGURE iv.19, où cette même solution avec $\dot{m}_{in} = 0.5$ est illustrée.

Admettons que l'on cherche uniquement à déterminer jusqu'à quelle luminosité maximale un jeu de paramètres est capable de reproduire un spectre *hard*. Pour cela, je considère arbitrairement qu'un spectre *hard* est un spectre dont l'indice spectral se trouve entre 1.3 et 1.8, incluant les barres d'erreurs, et qu'il possède une coupure à haute énergie plus grande qu'une valeur typique 50 ou 100 keV.

Pour chacun des jeux de paramètres, je vais produire la FIGURE iv.23 et déterminer à jusqu'à quel taux d'accrétion maximal l'on peut monter sans que la configuration ne quitte l'état *hard*. Que ce soit par un spectre qui sera celui d'un état *soft*, $E_{cut} < 50$ keV, ou par une pente qui sorte des bornes usuelles $\Gamma \in [1.3, 1.8]$.

Sur la FIGURE iv.24 est illustré le résultat de cette étude. En ordonnée la luminosité maximale, en abscisse le rayon interne choisi. En couleur, chacun des jeux de paramètres choisis. De cette figure, l'on peut déduire deux choses.

Dans le paradigme du JED, la luminosité maximale d'un état *hard* est d'abord déterminée par son rayon interne. En effet, si l'on se concentre sur le jeu de paramètres (d), en violet $b = 0.7$ et $m_s = 1.5$, alors la luminosité de l'état *hard* le plus lumineux peut varier de 0.5% jusqu'à $\sim 15\%L_{Edd}$! Ce qui fait un facteur 30 ! Ensuite, on voit très bien sur cette figure que

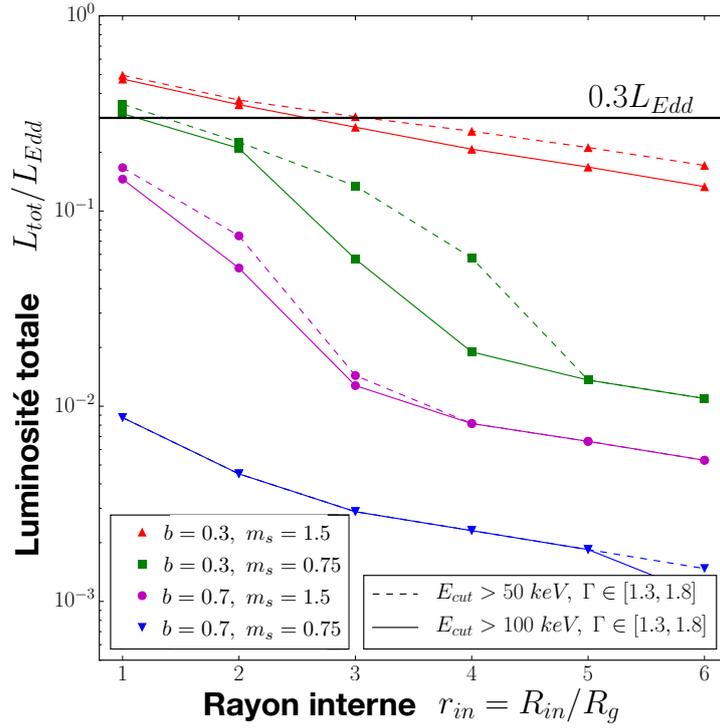


FIGURE iv.24. – État *hard* de plus haute luminosité pour nos 4 jeux de paramètres [$b = 0.3 - 0.7$ and $m_s = 0.75 - 1.5$] en couleur, le tout en fonction du rayon interne r_{in} .

le jeu de paramètres (b), en rouge $b = 0.3$ et $m_s = 1.5$ est de très loin le plus efficace pour produire des spectres *hard* de très haute luminosité. Il est d'ailleurs le seul à pouvoir produire de tels spectres avec un rayon interne $r_{in} > 1.5$.

Au final, il semblerait que le jeu de paramètres (b) forme le meilleur couple si l'on cherche à reproduire des états *hard* de forte luminosité dans les disques. Les paramètres moins importants, tels que μ et ξ seront choisis pour être cohérents avec la dynamique du système. Le rayon interne du disque, r_{in} , semble être intimement lié à la luminosité maximale de l'état *hard* de plus forte luminosité. Ce paramètre est lié à la physique de l'objet et sera donc différent suivant l'objet considéré, mais le même pour tous ses cycles. On peut par ailleurs déjà suggérer que la capacité qu'a un objet à produire des spectres *hard* de forte luminosité est intimement liée à son rayon interne r_{in} , *i.e.* à son spin. J'utiliserai par la suite le jeu de paramètres suivant $\mu = 0.5$, $b = 0.3$, $m_s = 1.5$, $\xi = 0.01$ comme jeu optimal.

Dans ce chapitre, on a vu que le JED est tout à fait adapté à la reproduction d'états *hard* à toutes luminosités. Par ailleurs, il apparaît clair dans la littérature que les disques turbulents tels que le SAD sont parfaitement adaptés, à leur tour, à la reproduction d'états *soft* (DONE, GIERLIŃSKI et KUBOTA, 2007). On peut alors imaginer que le disque d'accrétion se trouve sous la forme d'un disque éjectant dans l'état *hard*, puis d'un disque standard dans l'état *soft*. La transition entre ces deux disques ne pouvant pas se faire instantanément, on imagine aisément que le disque se retrouvera dans une configuration hybride. Le disque sera donc composé de 2 parties différentes. Un disque standard dans les régions externes et un disque éjectant dans les rayons internes.

Dans le prochain chapitre, je vais donc étudier les configurations hybrides de disques, où les paramètres du JED sont fixés aux valeurs de référence trouvées dans ce chapitre, et où r_J est désormais un paramètre variable.



DISQUES HYBRIDES

"... Practice is when everything works but no one knows why ..."

Dans le chapitre précédent, la configuration de disque a été présentée avec $r_J = 10^3 - 10^4$. Dans ce chapitre, je me concentre sur les configurations hybrides, pour lesquelles r_J peut donc prendre des valeurs aussi petites que r_{in} . Je montre ici quel est l'effet sur une configuration du rayon de transition. Dans toute la suite donc, une configuration va se présenter de la forme suivante : un disque éjectant de r_{in} à r_J , puis un disque standard de r_J à r_{out} .

On va par ailleurs supposer que le JED privilégie toujours la solution chaude lorsque les deux sont possibles, de manière similaire à une hypothèse ADAF-fort. On justifiera cette hypothèse plus tard dans ce chapitre. Le jeu de paramètres optimal sera utilisé pour discuter des possibilités de reproduire un cycle complet : états *hard*, *soft* et transitions. Je fixe donc $\mu = 0.1$, $b = 0.3$, $m_s = 1.5$ et $\xi = 0.01$. De plus, lorsque non précisées, les valeurs de α_v et μ_{SAD} seront fixées à $\alpha_v = 0.1$ et $\mu_{SAD} = 10^{-3}$. Afin d'être plus explicite et de comparer aux observations, le rayon interne du disque est fixé à $r_{in} = 2$, *i.e.* le rayon interne du disque de GX 339 – 4. La masse sera prise comme la fonction de masse de GX 339 – 4 $m = 5.8$, et la distance comme une valeur moyenne dans les observations $d = 8$ kpc. La valeur du paramètre ω sera discuté dans ce chapitre, et les paramètres globaux r_J et \dot{m}_{in} seront variables.

Sommaire

v.1	Configurations hybrides	124
v.1.1	Effet du rayon de transition, sans refroidissement $\omega = 0$	124
v.1.2	Effet du rayon de transition, avec refroidissement $\omega = 1$	125
v.1.3	Effet de ω	127
v.2	Reproduction des rayons X	129
v.2.1	Production d'un DFLD	129
v.2.2	Effets de r_J et \dot{m}_{in} : Pavage du DFLD	134
v.2.3	L_X en fonction de \dot{m}_{in}	137
v.3	Reproduction de la radio	141
v.3.1	Estimation de la radio	141
v.3.2	Corrélation $L_X - P_R$	144
v.4	Reproduction d'états spectraux typiques	146
v.4.1	Définition de 5 états canoniques	146
v.4.2	Reproduction des spectres de ces états canoniques	148
v.4.3	Discussion	151

V.1 CONFIGURATIONS HYBRIDES

v.1.1 Effet du rayon de transition, sans refroidissement $\omega = 0$

Je néglige dans un premier temps le refroidissement radiatif venant des parties externes, *i.e.* $\omega = 0$. Je résous alors l'équilibre thermique du disque pour trois rayons de transitions différents, et en fixant les autres paramètres $\dot{m}_{in} = 0.01$, $r_{in} = 2$.

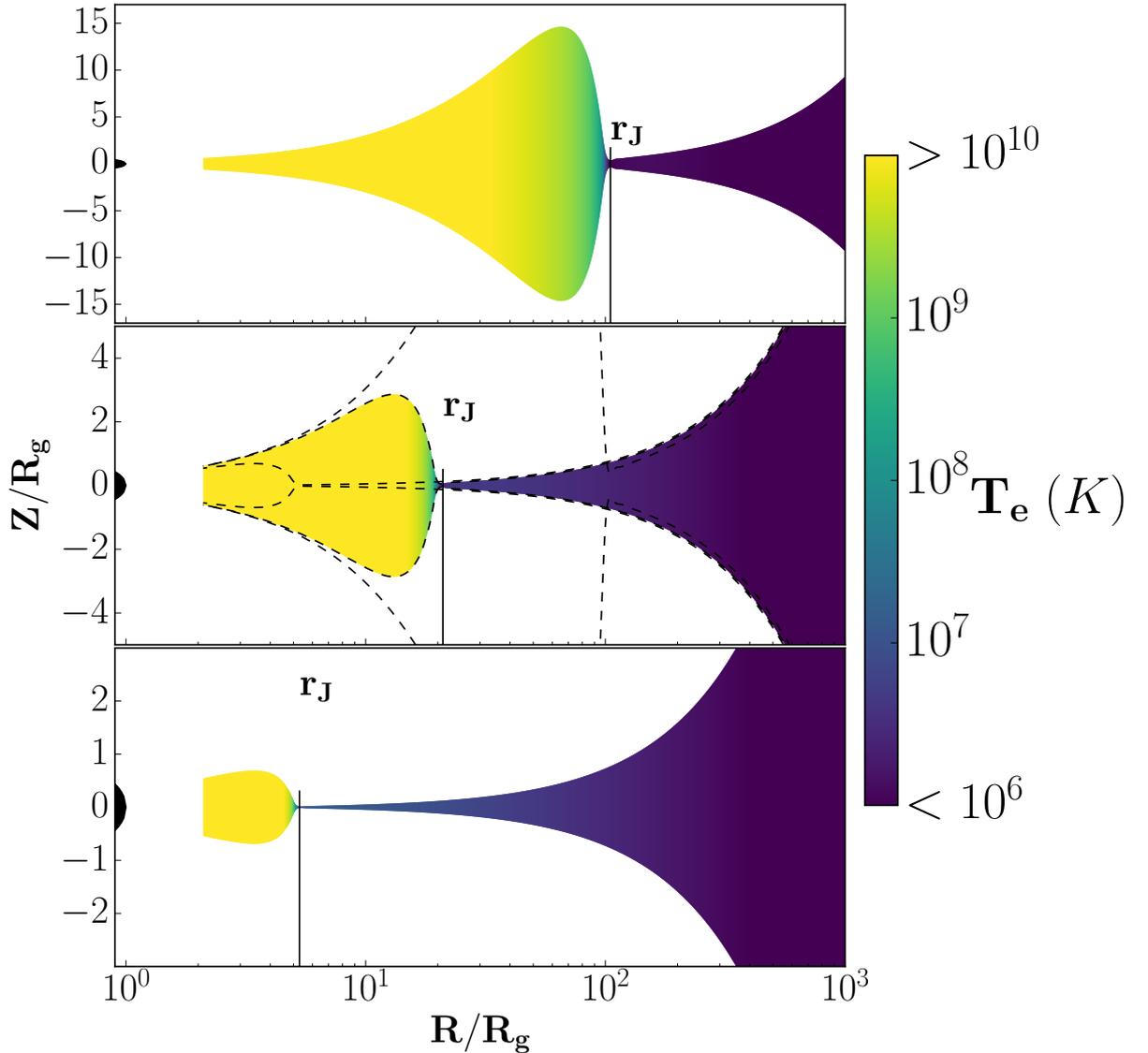


FIGURE v.1. – Configurations hybrides de disque sans refroidissement pour le jeu de paramètres suivants : $\dot{m}_{in} = 0.01$, $r_{in} = 2$, $r_J = 100, 20$ et 5 , $\omega = 0$. Cette figure représente la température des électrons (couleur) sur la configuration réelle du disque.

En FIGURE v.1, je présente les trois configurations différentes, de haut en bas $r_J = 100, 20$ et 5 . Cette figure représente la hauteur du disque en fonction du rayon, dont la couleur représente la température.

Le disque externe, $r > r_J$, est un disque SAD qui reste froid dans toutes les configurations. Plus r_J sera petit, et plus ce disque s'étendra vers les petits rayons (gauche), lui permettant

d'atteindre des températures plus élevées. Dans cet exemple, le disque froid a une température $T_e \lesssim 10^6$ K en $r = 10^3$, qui peut augmenter jusqu'à $T_e \sim 10^7$ K en $r \sim 10$ pour $r_J = 5$. De plus, afin de mieux représenter le disque interne, l'échelle verticale des trois configurations est adaptée. Mais en réalité, le disque externe n'étant influencé que par la condition de couple nul en r_J , les parties externes $r \sim 10^3 \gg r_J$ ne sont pas influencées par la présence du JED interne, et ont donc la même structure thermique¹. Les différences apparentes ne sont donc qu'un facteur d'échelle. Afin de s'en convaincre, on peut voir sur la configuration centrale $r_J = 20$ la hauteur de chacune des trois configurations en pointillés noirs.

Le disque interne, $r < r_J$, est un JED. Comme on l'a vu dans le chapitre précédent, à très bas taux d'accrétion, $\dot{m}_{in} = 10^{-2}$ ici, le JED est majoritairement sur la branche chaude. C'est ce que l'on observe dans notre cas. Dans les parties externes du JED, à cause de l'advection, la température est très similaire à celle du disque standard externe, $T_e \simeq 10^6 - 10^7$ K en $r \lesssim r_J$. Puis, dès lors que l'on se retrouve dans le JED, seule la branche chaude existe car le refroidissement optiquement épais ne suffit plus à refroidir le disque : l'advection prend le dessus. La température croît extrêmement vite, et de $T_e \sim 10^6 - 10^7$ K en $r = r_J$, la température va augmenter jusqu'à 10^{10} K dans les régions internes. Cela se produit en quelques rayons seulement, entre r_J et $3/4r_J$ typiquement. On peut voir par ailleurs sur le panneau central que la hauteur du disque (pointillés) est la même pour les trois configurations une fois la branche chaude atteinte.

Notre configuration hybride est donc composée d'un SAD s'étendant en $r > r_J$, et sur lequel le rayon de transition n'a que peu d'impact. Puis, en $r \leq r_J$, le flot d'accrétion est maintenant un JED. Très rapidement, le JED va atteindre sa température d'équilibre sur les branches existantes (la chaude ici), si aucun refroidissement radiatif des photons mous du SAD n'est pris en compte.

v.1.2 Effet du rayon de transition, avec refroidissement $\omega = 1$

Reprenons maintenant la FIGURE v.1, en allumant le refroidissement radiatif. Je considère donc la même configuration, mais avec la valeur extrême $\omega = 1$, plutôt que $\omega = 0$.

En FIGURE v.2 je reproduis les configurations de la même manière qu'en FIGURE v.2 : la hauteur du disque ainsi que sa température (couleurs). De plus, la hauteur de la configuration sans refroidissement est reportée en pointillés.

L'inclusion de l'effet Compton inverse implique un refroidissement du disque. Le disque externe est donc nécessairement plus froid, et donc moins épais, que lorsque $\omega = 0$ (pointillés).

Ce refroidissement implique que les parties externes du JED, en $r \lesssim r_J$, semblent avoir une extension verticale extrêmement petite. Ces solutions sont en réalité la branche froide du JED, car l'inclusion du refroidissement radiatif venant des parties externes a éliminé l'existence de la branche chaude à proximité du SAD. Puis, une fois éloignée du SAD, $r \lesssim 0.5r_J$ ici, la branche chaude peut se construire et le disque retrouve désormais la solution chaude présente sans refroidissement.

1. À noter que c'est là que le fait de négliger l'irradiation du JED sur le SAD rentre en jeu. Inclure ces phénomènes d'irradiations impliquerait nécessairement un traitement plus complexe, pas encore implémenté.

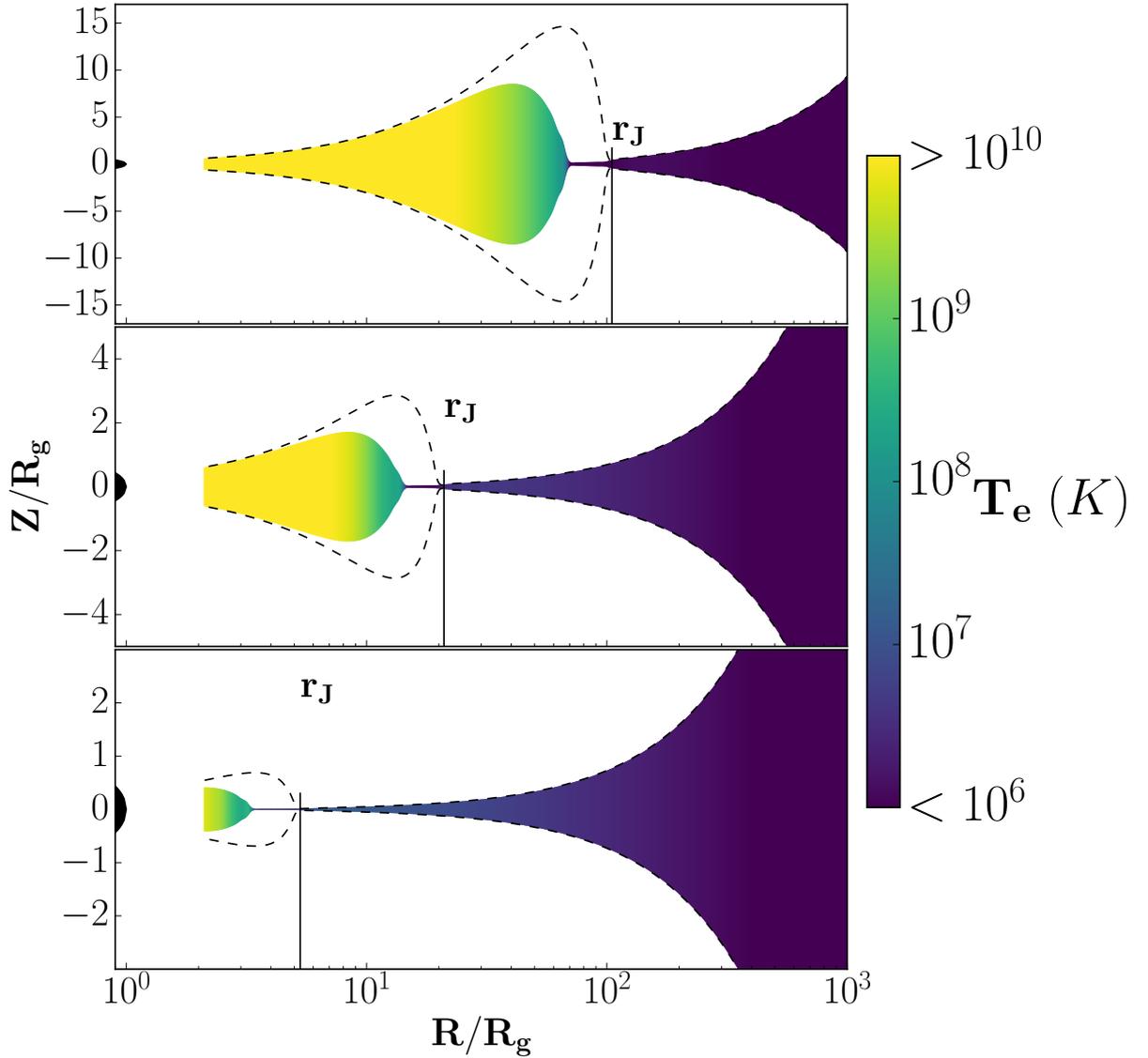


FIGURE v.2. – Configurations hybrides de disque avec refroidissement : $\dot{m}_{in} = 0.01$, $r_{in} = 2$, $r_J = 100$, 20 et 5, $\omega = 1$. Cette figure représente la température des électrons (couleur) sur la configuration réelle du disque. En pointillés sont représentés les cas $\omega = 0$.

Ainsi, la construction de la solution chaude est maintenant bien plus longue. Cela signifie que plus de rayons sont nécessaires à l'établissement de la température typique de la solution chaude. Précédemment, avec $\omega = 0$, si l'on se concentre par exemple sur le cas $r_J = 100$ la branche chaude atteint sa température $T_e \sim 10^{10}$ K dès $r \simeq 50$, c'est à dire que la croissance de la température se fait entre $r_J = 100$ et 50. Avec $\omega = 1$, la croissance de la température ne se produit qu'en $r \simeq 60 - 70$, et ce jusqu'à $r \simeq 30$. On retrouve alors une configuration similaire à $\omega = 0$ dans les rayons internes $r < r_J/5$. Le même raisonnement peut s'appliquer aux deux autres configurations $r_J = 20$ et $r_J = 5$.

Au final, une fois pris en compte le refroidissement radiatif, la configuration est la suivante. Dans les parties externes, un disque standard s'étend en $r \in [r_J, r_{out}]$, et dont la structure thermique est peu influencée par le rayon de transition r_J . Puis, dans les parties internes

$r \leq r_J$, le disque est maintenant un JED. Le refroidissement radiatif, ainsi que les phénomènes d'advection imposent que les premiers rayons $r \in [r_J/5, r_J]$ du JED soient grandement influencés par le SAD : existence des branches et température d'équilibre. Puis, les rayons internes $r < r_J/5$ ne ressentent plus ces effets, et le JED est maintenant indépendant de r_J . On retrouve cette zone $r \in [r_J/5, r_J]$ d'influence du SAD sur le JED de manière générale dès lors que ω n'est pas négligeable.

L'immense majorité de la puissance d'accrétion étant perdue dans les rayons internes, l'on peut alors imaginer que dès lors que $r_J/10 \gg r_{in}$ le rayon de transition n'aura plus d'impact sur le disque. Le spectre ne sera alors produit que par la solution JED peu influencée par le SAD. Dans toute la suite, je décide alors de ne pas calculer les configurations avec $r_J > 100$, car au delà le disque standard n'a aucun impact ni sur la dynamique, ni sur le spectre dans les bandes de fréquences observées.

v.1.3 Effet de ω

Le refroidissement radiatif semble donc avoir un effet important, particulièrement lorsque la zone impactée, $r \in [r_J/5, r_J]$ se trouve être la partie interne du disque, *i.e.* lorsque $r_J \lesssim 5r_{in}$. Mais, comme discuté plus tôt en section iii.2.2, la valeur de ω ne semble pas totalement contrainte à ce jour.

J'illustre l'effet du paramètre ω sur une configuration typique. L'effet de ω n'étant important que dans le cas de rayons de transitions petits, je choisis de me placer dans le cas où, observationnellement, les rayons de transitions sont *a priori* petits : à très haute luminosité. Je me place donc à très fort taux d'accrétion $\dot{m}_{in} = 1$, et à petit rayon de transition $r_J = 15$. Le rayon interne du disque étant arbitrairement fixé à $r_{in} = 2$. Quant à ω , il varie entre les deux valeurs extrêmes physiquement plausibles $\omega = 0$ et $\omega = 0.5 = 50\%$ (voir section iii.2.2).

La FIGURE v.3 montre pour chaque valeur de ω la structure thermique du disque ainsi que le spectre produit associé. La configuration sans refroidissement $\omega = 0$ (gauche) est composée d'un SAD dans les parties externes $r > r_J = 15$. Ce SAD est très froid $T_e \sim 10^6 - 10^7$ K, et très mince $\varepsilon \sim 0.01 - 0.02$. Dans les régions internes, le JED est sur la branche chaude, dont la température s'étend de $T_e = 10^7$ K en r_J , et jusqu'à $T_e = 3 \times 10^9$ K en r_{in} . Le spectre est construit par deux composantes différentes : un spectre optiquement épais émis par chaque anneau du SAD (en pointillés bleus) et un spectre optiquement mince en loi de puissance émis par chaque anneau du JED (en pointillés rouges). On a donc à la fois un disque multicolore de température $T_e \sim 10^7$ K, ou $k_B T_e \sim 1$ keV, et une somme de loi de puissances allant jusqu'à très haute énergie $T_e > 10^9$ K, ou $k_B T_e > 100$ keV.

Maintenant, que se passe-t-il en incluant le refroidissement ?

Progressivement (de gauche à droite) on peut voir d'abord l'effet de ω sur la structure thermique du JED². Le disque éjectant, lui, est très affecté par l'augmentation de ω . Plus ω augmente et plus le disque est mince et sa température faible. La solution géométriquement épaisse/slim $\varepsilon \sim 0.1$ et très chaude $T_e = 3 \times 10^9$ K dominant les régions internes à $\omega = 0$, de $r = 2$ à $r \simeq 10$, est progressivement rongée de l'extérieur lorsque ω augmente. Lorsque $\omega = 0.5$, la température est toujours croissante au fur et à mesure qu'on se rapproche des régions internes. En revanche elle n'atteint plus le plateau $T_e = 3 \times 10^9$ K.

2. r_J étant une constante, le disque standard externe n'est pas modifié.

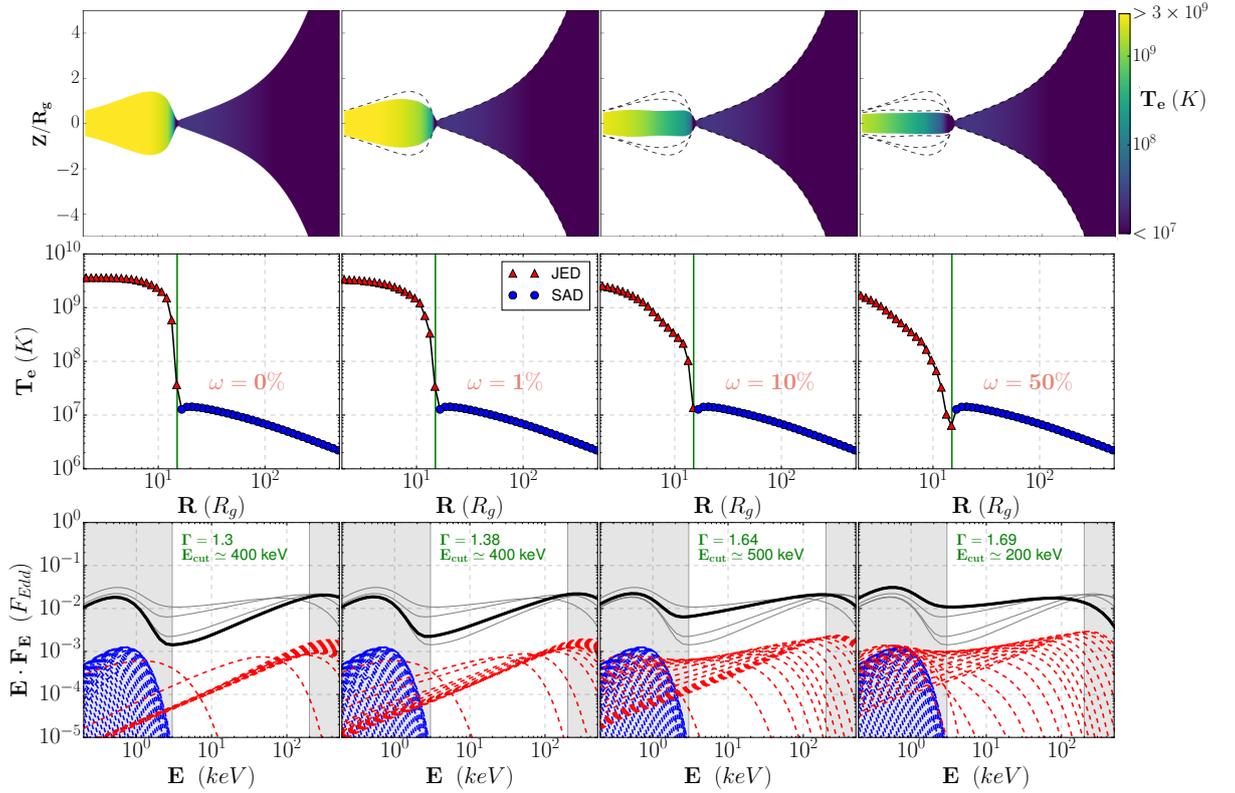


FIGURE v.3. – Configurations pour $m_{in} = 1$, $r_{in} = 2$, $r_j = 15$. De gauche à droite $\omega = 0$, $\omega = 0.01$, $\omega = 0.1$ et $\omega = 0.5$. En haut, la configuration de disque, épaisseur verticale et température en couleurs. En pointillés, sont reportées les hauteurs des configurations à refroidissement plus faible. Au centre, température en fonction du rayon en chaque anneau, en triangle rouge le JED, en rond bleu le SAD. En bas, les spectres de chaque anneau en rayons en pointillés, rouge pour le JED et bleu pour le SAD, ainsi que le spectre total en noir (trait épais). Les autres spectres ont été tracés en gris pour comparaison.

Spectralement parlant, les températures étant globalement plus faibles avec l'augmentation de ω , le spectre sera fatalement moins dur. Cela se traduit par une diminution de la pente du spectre haute énergie, ainsi qu'une diminution de l'énergie de coupure E_{cut} du spectre. À l'aide d'un ajustement spectral simple $E^{\Gamma-2} \times e^{-E/E_{cut}}$ on peut estimer plus précisément l'impact de ω . Sur chacune des densités spectrales d'énergie illustrées en FIGURE v.3 je montre quel est le résultat de l'ajustement spectral dans la bande de fréquence usuelle observée $E \in [3, 200]$ keV. Logiquement, on retrouve la tendance attendue. En augmentant le refroidissement radiatif, ou ω , le spectre montre une coupure haute énergie de plus en plus basse, $E_{cut}^{\omega=0} \simeq 400$ keV tandis que $E_{cut}^{\omega=0.5} \simeq 200$ keV. De plus, la pente du spectre est totalement différente suivant les cas. Lorsque $\omega = 0$, le spectre total est exclusivement composé de sous-spectres optiquement minces à des températures et densités similaires, donnant alors la même forme spectrale. Le spectre total est donc un spectre similaire dont le flux est plus important, $\Gamma^{\omega=0} \simeq 1.3$. Lorsque ω augmente, disons $\omega = 0.5$ pour l'exemple, le spectre total est maintenant la somme de sous-spectres très différents, dont les températures évoluent ici de $k_B T = 1$ à $k_B T = 100$ keV. La pente globale est donc plus faible que sans refroidissement, $\Gamma^{\omega=0.5} \simeq 1.7$.

Finalement, le refroidissement radiatif présente un effet assez simple et attendu : plus ω sera important, et plus les spectres seront mous. Bien que les exemples présentés ne permettent pas une généralité, on a vu ici que la valeur de ω peut changer jusqu'à un facteur 2 la coupure haute énergie et d'environ 0.3 la pente Γ . Le choix de ω est donc crucial pour la reproduction de spectres des binaires X.

V.2 REPRODUCTION DES RAYONS X

Jusqu'ici, le code développé est capable de résoudre la structure thermique du disque dans son intégralité, en prenant en compte une transition entre les deux flots d'accrétions décrits ainsi que l'illumination des parties externes sur les parties internes. De cette structure thermique, je peux déduire quel serait le spectre théorique émis par le disque.

Il me faut maintenant être capable de comparer la structure thermique, la configuration ou directement le spectre du disque, à des observables dans les binaires X. Dans l'introduction, on a vu que des binaires il ne nous arrive que deux informations majeures : le spectre dans les rayons X et le spectre en Radio. J'explique dans cette section comment passer d'une configuration théorique à une observable, qui peut elle être comparée aux données.

v.2.1 Production d'un DFLD

Utilisation de Xspec

Il m'est tout à fait possible d'ajuster mes spectres théoriques directement dans mon code. Je pourrais alors aisément comparer mes spectres à des observations, effectuer des HID en intégrant le spectre dans une bande de fréquence donnée, ou même séparer les composantes d'un spectre afin d'en construire un *disk fraction luminosity diagram* (DFLD, voir KÖRDING, JESTER et FENDER, 2006). Mais ce n'est pas si simple. Les binaires X observés étant situés à plusieurs kiloparsecs, les spectres que l'on en reçoit sont très altérés. Ils sont bruités, certaines portions absorbées. Le spectre émis n'est donc pas vraiment le spectre reçu.

Pour pallier ce problème, je vais donc transformer mes magnifiques spectres non bruités et étendus dans toutes les bandes de fréquences en sortes de spectres malpropres, troués et bruités, appelés observations !

Sur la gauche de la FIGURE v.4, je reprends la configuration illustrée précédemment en section v.1.3, avec $\omega = 0.1$. Souhaitant comparer mes spectres à des ajustements d'observateurs, je vais utiliser le même programme qu'eux : XSPEC. Afin d'être concret, je vais me concentrer sur les données issues de la mission RXTE, plus précisément PCA et HEXTE. Le détecteur PCA me fournit une bonne estimation du spectre 3 – 25 keV, bande de fréquence prépondérante pour les spectres des binaires X. Cela me permettra d'effectuer des HID dans cette bande de fréquence, mais aussi des DFLD en ajustant ce spectre par une loi de puissance (flux L_{PL} , indice Γ) et un disque multi-couleur (flux L_D , température maximale T_e). L'ajout de HEXTE, situé dans la bande 20 – 200 keV, me permet par ailleurs une détermination de l'énergie de coupure du spectre lorsque $E_{cut} \lesssim 200$ keV.

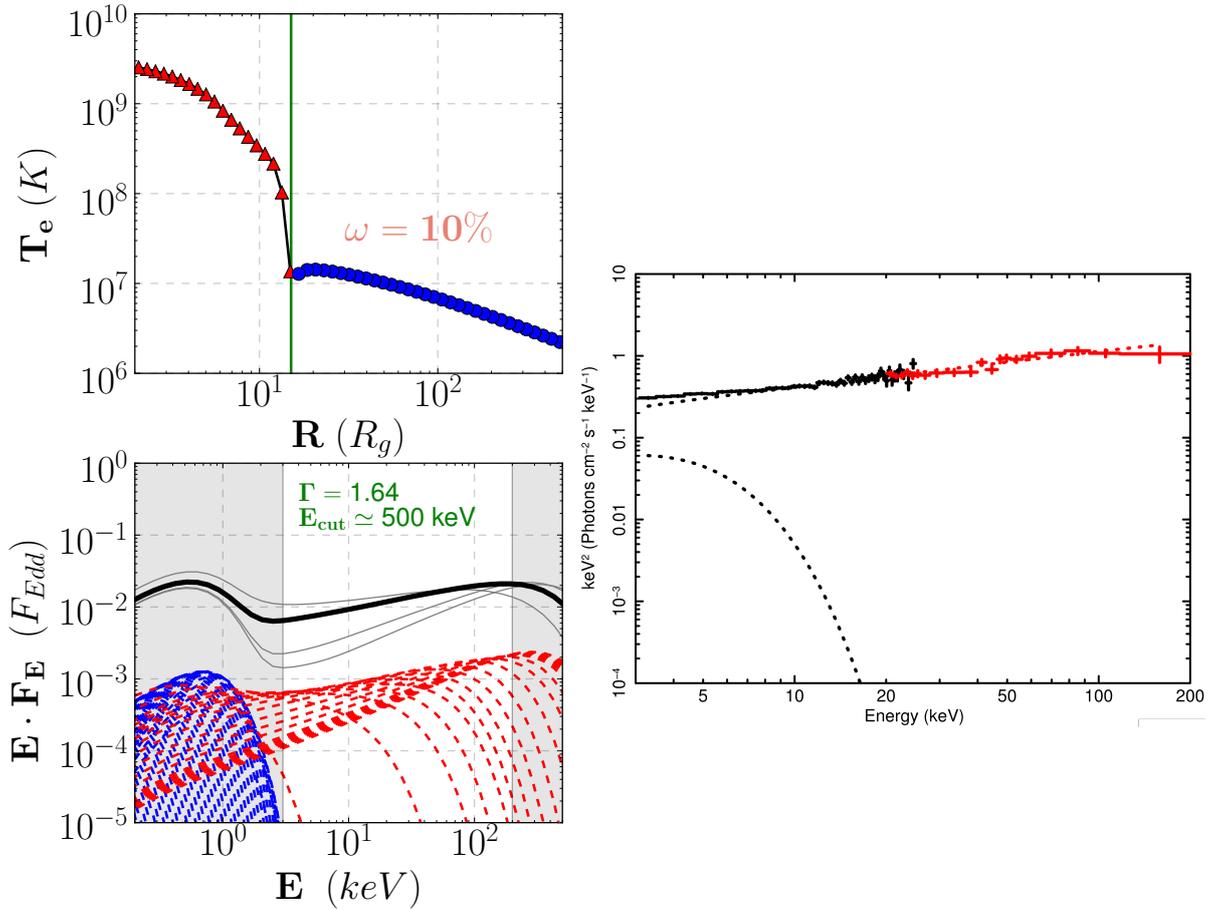


FIGURE v.4. – À gauche : configuration dynamique (T_e) et spectre théorique de la configuration présentée en section v.1.3 : $\dot{m}_{in} = 1$, $r_{in} = 3$, $r_J = 3$ et $\omega = 0.1$. À droite : spectre simulé associé dans les bandes de fréquences des instruments considérés, en noir PCA (3 – 25 keV) et en rouge HEXTE (20 – 200 keV).

En utilisant la fonction FLX2TAB³ du package FTOOLS⁴, je charge le spectre théorique illustré en bas à gauche sur la FIGURE v.4 sous XSPEC. Le spectre est alors intégré dans XSPEC sous la forme d'un modèle théorique. C'est à cet instant que la hard-tail est ajoutée si besoin, cf section v.2.1.

Une fois le modèle final obtenu, *i.e.* spectre théorique et possiblement la hard-tail, des données sont simulées sur ce modèle pendant un certain temps d'exposition t_{exp} en incluant les bruits des instruments, les fichiers de background et l'absorption galactique (WABS). Le temps d'exposition est adaptable suivant le flux de la source entre deux valeurs typiques $t_{exp} \in [1, 10]$ ks, et sera fixé à $t_{exp} = 1$ ks sauf mention contraire.

Sur la droite de la FIGURE v.4 est illustré le spectre final dans la bande de fréquence considérée 3 – 200 keV, pour chaque instrument (noir pour PCA et rouge pour HEXTE).

3. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/caldb/help/flx2tab.html>

4. <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/>

Procédure d'ajustements spectraux

L'avantage de l'utilisation d'XSPEC, est que la comparaison avec les observations est extrêmement simple. Une fois le spectre obtenu, je pourrais le comparer directement avec un spectre donné d'une observation donnée. Mais la majeure partie du temps, je ne dispose pas des spectres observés directement, mais uniquement des résultats d'ajustements spectraux ou de certains flux dans quelques bandes spectrales. Je vais donc extraire de chacun de mes spectres synthétiques le maximum d'informations utiles à comparer aux spectres issus des observations.

D'abord, je peux directement déterminer le flux du spectre dans chacune des branches usuelles. Pour le spectre montré en FIGURE v.4, cela correspond à $L_{3-6} = 3.2 \cdot 10^{-3}$, $L_{6-9} = 2.4 \cdot 10^{-3}$, $L_{9-18} = 5.0 \cdot 10^{-3}$ et $L_{18-200} = 3.6 \cdot 10^{-2}$ où par définition L_{a-b} (L_{Edd}) est la puissance reçue en unités Eddington dans la bande de fréquence située dans $[a, b]$ en keV.

Ensuite, j'ajuste le spectre avec plusieurs modèles différents. Dans la littérature, les spectres des binaires X sont ajustés à l'aide des modèles suivants :

- (a) $WABS \times (CUTOFFPL + EZDISKBB)$
- (b) $WABS \times CUTOFFPL$
- (c) $WABS \times EZDISKBB$

Uniquement 3 composantes apparaissent dans ces modèles :

- $WABS = WABS(N_H)$ est la composante d'absorption, qui dépend de la colonne densité d'hydrogène sur la ligne de visée N_H . Ce paramètre est donc fixe pour un objet (DICKEY et LOCKMAN, 1990), $N_H = 0.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ ici.
- $CUTOFFPL = CUTOFFPL(\Gamma, E_{cut})$ est la loi de puissance d'indice Γ et de coupure haute énergie E_{cut} (en keV). $\Gamma \in [1, 3]$ indique la pente de la loi de puissance, tandis que $E_{cut} > 10$ keV indique l'énergie de coupure à haute énergie du spectre. Ces deux paramètres, ainsi que le flux, décrivent la part du rayonnement non-thermique du spectre. Un modèle plus simple ne tenant pas compte de la coupure haute énergie PL peut aussi être utilisé.
- $EZDISKBB = EZDISKBB(T_d)$ est la composante de disque multi-couleur, de température maximale T_d . Cette température, ajoutée au flux total, décrit la part du rayonnement thermique dans le spectre, telle que $k_B T_d$ ne peut pas excéder 3 keV dans mes ajustements. D'autres modèles tels que DISKBB peuvent être choisis, et donnent des résultats très similaires.

Pour chaque spectre synthétique, j'effectue des ajustements avec ces trois modèles (a), (b), et (c). Étant donné que la température maximale du modèle EZDISKBB est fixée à $k_B T_d = 3$ keV, ce qui est loin de l'énergie minimale que peut atteindre la coupure haute énergie de la loi de puissance $E_{cut} = 10$ keV, aucun spectre ne pourra être bien ajusté à la fois par un disque multi-couleur de si basse température et une loi de puissance de si haute coupure. L'un des deux modèles (b) ou (c) sera nécessairement un très mauvais ajustement. Dans le cas extrême où les deux modèles sont de mauvais ajustements, avec un $\chi_{red}^2 > 10$ sous XSPEC, je garde le modèle (a). Si l'un des deux modèles (b) ou (c) ajuste bien les données, alors fatalement le modèle (a) les ajustera encore mieux, puisqu'il inclut ces modèles (b) et (c). Pour autant, cela ne signifie pas que l'utilisation d'un modèle plus complexe soit nécessaire et

pertinente. Pour s'en convaincre, j'utilise la fonction `FTEST` malgré les problèmes qu'elle engendre (PROTASSOV et al., 2002). Cette fonction compare des ajustements ayant uniquement une composante additive de différence, `CUTOFFPL` entre (a) et (c) et `EZDISKBB` entre (a) et (b). Le principe est simple (CLAVEL et al., 2016, section 3.2). Prenons par exemple un cas où le modèle (b) donne un meilleur χ_{red}^2 que le modèle (c), le modèle (a) aura alors un χ_{red}^2 encore meilleur. Le test compare les deux χ_{red}^2 des modèles (a) et (b) ainsi que les degrés de libertés des deux modèles, pour déterminer si l'addition de la composante supplémentaire, ici `EZDISKBB`, est significative⁵. Si elle l'est, je garde le modèle (a). Sinon, je garde le modèle (b). Le même raisonnement s'applique évidemment dans le cas où le modèle (c) donne de meilleurs résultats que le modèle (b).

Une fois l'ajustement effectué, on peut estimer les flux des différentes composantes ajustées par chaque modèle `EZDISKBB` et `CUTOFFPL`. En FIGURE v.4, je montre en pointillés les composantes de l'ajustement du spectre : $\chi_{red}^2 = 1.001$, $T_d = 0.83 \pm 0.04$, $\Gamma = 1.55 \pm 0.02$ et $E_{cut} \sim 1000 \gg 200$ keV. De plus, dans la bande observée 3 – 200 keV, le flux de la loi de puissance est $L_{PL} = (4.41 \pm 0.05) 10^{-2}$ et le flux du disque $L_D = (3.1 \pm 0.2) 10^{-4}$. On a donc une fraction de loi de puissance $PL_f = 99.2 \pm 0.1$ et un flux total $L_{tot} = (4.44 \pm 0.05) 10^{-2}$.

Dans le cas où le meilleur modèle se trouve être le modèle (c), la loi de puissance sera absente, $L_{PL} = 0$. Or, ce cas là n'est jamais observé, bien qu'il soit dynamiquement possible ici. Que se passe-t-il alors ?

Ajout d'une hard-tail

Bien que les états *soft* observés présentent des spectres de disque optiquement mince, froid et dense, une composante en loi de puissance sans coupure à haute énergie est détectable, la hard-tail (MCCONNELL et al., 2002 ; REMILLARD et McCLINTOCK, 2006). Ce que l'on appelle hard-tail est en fait une loi de puissance très pentue, ne présentant pas de coupure haute énergie et dont le flux n'est pas la composante dominante du spectre. Typiquement, cette loi de puissance est alors décrite par $\Gamma \sim 2 - 3$ et $E_{cut} \gg 200$ keV. Dans le spectre total, elle représente quelques pourcents du flux 3 – 20 keV (REMILLARD et McCLINTOCK, 2006).

La présence de cette hard-tail n'est pas totalement comprise aujourd'hui. Elle pourrait par exemple être produite par une population d'électrons non thermiques se trouvant au dessus du disque, sous la forme d'une couronne magnétisée par exemple (GALEEV, ROSNER et VAIANA, 1979 ; GIERLIŃSKI et al., 1999). Cette hard-tail n'est pas du tout prise en compte dans nos équations, qui sont résolues au centre ($z = 0$) du disque, alors que cette population d'électrons non thermiques se trouverait en surface ($z > h$).

Pour prendre en compte cette composante, nous avons décidé d'inclure sous `XSPEC` une composante de loi de puissance lorsque le modèle (c) est le modèle choisi. C'est à dire lorsque seul un disque multi-couleur est détecté.

En FIGURE v.5, on observe une configuration pour laquelle uniquement un SAD est présent. Étant à taux d'accrétion assez faible, le SAD n'est alors pas dans le mode slim, ce qui assure que le spectre sera alors un disque multi-couleur. Ce spectre de disque multi-couleur théorique possède une température effective (de surface) $k_B T_e \simeq 0.65$ keV et d'une luminosité $L = 17.3\%$. Une fois intégré dans `XSPEC`, le spectre correspond parfaitement au modèle (c),

5. Plus précisément, j'utilise une valeur de $P = 10^{-3}$ pour ce test.

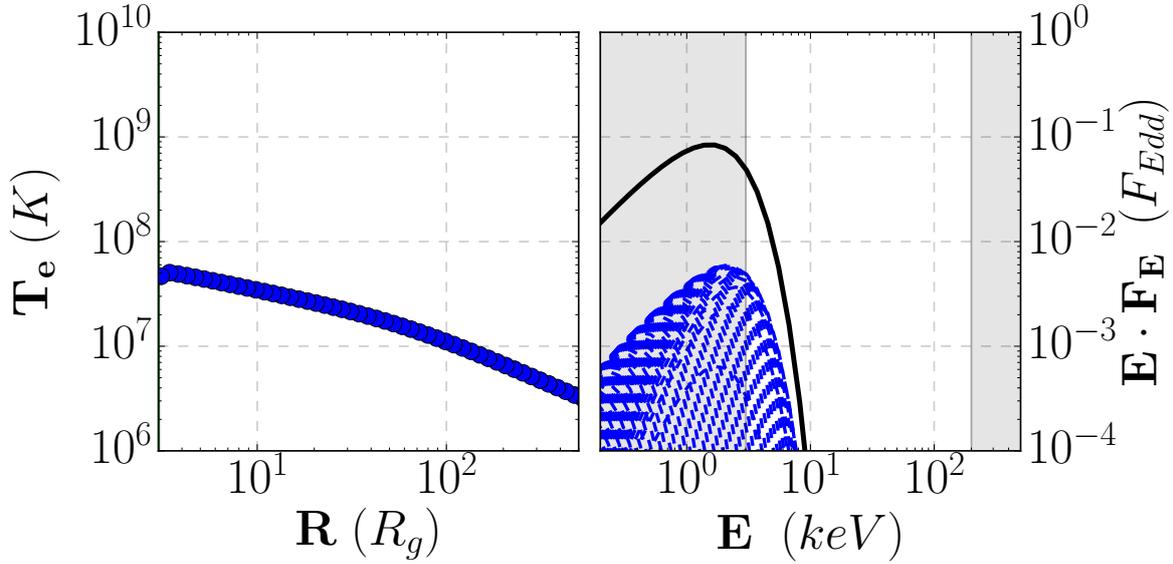


FIGURE 5.5. – Exemple de configuration de disque dont le spectre est un disque multi-couleur $\dot{m}_{in} = 1$, $r_{in} = 3$, $r_j = 3$, $\alpha_v = 0.01$. À gauche : température électronique en fonction du rayon. À droite : spectres de chaque anneau (pointillés bleus) et spectre total (noir) de la configuration.

composé uniquement d'un disque multi-couleur.

Ajoutons maintenant une hard-tail sur le spectre avant de simuler les données. Considérons une loi de puissance d'indice fixe $\Gamma_{ht} = 2.5$, et dont la part x_{ht} dans le flux peut varier. Pour cela, on détermine le flux 3 – 20 keV avant ajout de la hard-tail, puis, on ajoute une hard-tail de pente $\Gamma = 2.5$ ayant un flux total $L_{ht} = x_{ht}L_{3-20}$.

En FIGURE 5.6, on peut voir deux exemples de hard-tail pour le spectre présenté en cette section. À gauche, avec seulement $x_{ht} = 1\%$ du flux dans la bande 3 – 20 keV présent dans la hard-tail, tandis que l'on a $x_{ht} = 10\%$ à droite.

Dans le cas $x_{ht} = 10\%$ (à droite), on se retrouve bien sûr avec un spectre dominé par le disque multi-couleur. L'ajustement spectral très bon ($\chi_{red}^2 = 214.5/213 = 1.01$) avec le modèle (a) a donné un disque de température $k_B T_d = 0.97 \pm 0.01$ keV, légèrement plus chaud que le disque théorique certainement à cause de l'absorption galactique en $E < 1$ keV. La loi de puissance possède des propriétés similaires à la hard-tail ajoutée, avec une coupure haute énergie non détectée $E_{cut} \gg 200$ keV, et une pente $\Gamma = 2.3 \pm 0.2$ proche de la pente ajoutée $\Gamma_{ht} = 2.5$. De plus, on a ici un flux total $L_{tot} = 7.1 \pm 0.1\% L_{Edd}$ dans la bande 3 – 200 keV, et une fraction de la loi de puissance $PL_f = 0.12 \pm 0.02$. On remarque donc que la fraction de la loi de puissance PL_f est proche de x_{ht} .

Dans le cas $x_{ht} = 1\%$ (à gauche), l'ajustement est toujours excellent $\chi_{red}^2 = 217.9/213 = 1.02$. Le disque a la même température $k_B T_d = 0.97 \pm 0.01$ keV, et une loi de puissance $\Gamma = 2.5 \pm 0.2$ et $E_{cut} \gg 200$ keV. Les paramètres de l'ajustement sont donc très similaires au niveau de hard-tail $x_{ht} = 10\%$. On a par contre un flux $L_{tot} = 6.3 \pm 0.1\% L_{Edd}$, plus faible que le cas $x_{ht} = 10\%$ du fait du plus faible niveau de hard-tail. De plus, la loi de puissance ayant une importance moindre dans le spectre, on a désormais $PL_f = 0.02 \pm 0.01$. On note encore que là aussi,

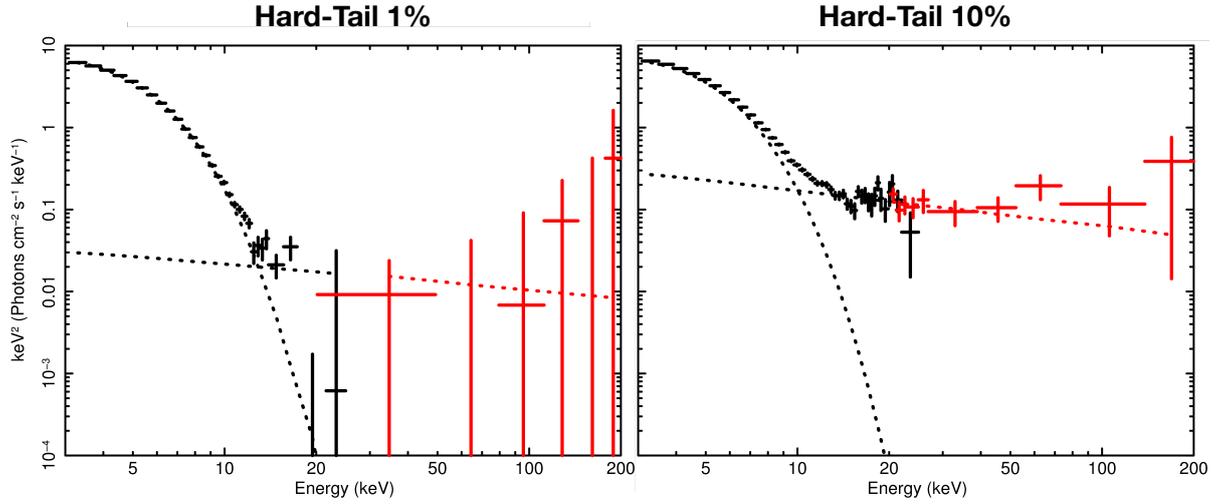


FIGURE 6. – Exemples de spectres synthétiques à niveaux de hard-tail différents. À gauche, $x_{ht} = 1\%$ et à droite $x_{ht} = 10\%$. En noir, le spectre PCA et en rouge le spectre HEXTE. Les pointillés représentent l’ajustement spectral, ici avec le modèle (a).

$$PL_f \sim x_{ht}.$$

Cette procédure a par ailleurs plusieurs défauts.

D’abord, elle est totalement *ad hoc* et n’explique en aucun cas la présence de la hard-tail. Elle n’explique d’ailleurs pas non plus pourquoi son flux serait de 1%, de 10%, plus, ou moins. Ensuite, l’ajout de la hard-tail augmente le flux total de quelques pourcents, de $x_{ht} \times L_{3-20}$ en théorie. Comme $L_{3-20} = L_{3-20 \text{ keV}}$ représente la majeure partie du flux dans les états où cette hard-tail est nécessaire, on a donc une augmentation du flux d’environ x_{ht} à chaque fois. Si $x_{ht} = 10\%$, cela revient à augmenter le flux d’environ 10% dans les bandes de fréquences observées. Afin de pallier ce problème, une solution aurait pu être de diminuer le flux du disque du même facteur. Au final, le flux total serait alors le même. Le problème de cette méthode est qu’elle aura une influence sur la température du disque, ce que nous ne souhaitons pas. Il aurait aussi été possible d’ajouter une loi de puissance pendant la résolution de l’équilibre thermique, en supposant par exemple qu’une fraction x_{ht} de l’énergie disponible se trouve dans cette composante. Ou encore d’utiliser une fois de plus le code BELM, en simulant la présence d’une population d’électrons non thermiques. Toutes les méthodes ayant leurs avantages et inconvénients, la méthode la plus simple a été choisie.

v.2.2 Effets de r_J et \dot{m}_{in} : Pavage du DFLD

Dans les sections précédentes, on a vu que la configuration hybride est capable de reproduire des spectres de toutes sortes. Les configurations $r_J > r_{in}$ reproduisant des spectres *hard*, et les configurations $r_J = r_{in}$ des spectres *soft* (après ajout d’une hard-tail). Dans cette section, on cherche ici à couvrir l’espace des solutions en ne faisant varier que deux paramètres, r_J et \dot{m}_{in} , tout en ayant fixé au préalable les paramètres du modèle aux valeurs optimales.

Plus concrètement, on va chercher à recouvrir les observations d’un objet, ici GX 339 – 4. Prenons donc $m = 5.8$, $d = 8$ kpc et $r_{in} = 2$ ($a = 0.94$, voir MILLER et al., 2008), qui sont

les valeurs usuelles pour cet objet (voir section vi.1.1). En scannant l'espace des paramètres en \dot{m}_{in} et r_J , on va comparer les spectres synthétiques aux observations. On cherchera à recouvrir l'ensemble des positions dans un DFLD, *i.e.* à parcourir l'ensemble de l'espace des observations en faisant varier r_J et \dot{m}_{in} .

Dans toute la suite de cette section, les simulations sont faites avec $\dot{m}_{in} \in [10^{-3}, 10^1]$ et $r_J \in [10^{-3}, 10^1]$, et avec les valeurs optimales : $\mu = 0.1$, $b = 0.3$, $m_s = 1.5$, $\zeta = 0.01$, $\omega = 0.2$, $\alpha_v = 0.1$ et $\mu_{SAD} = 10^{-3}$. Toutes les simulations ont été effectuées avec $N = 100$ points.

Pour chaque couple (r_J, \dot{m}_{in}) , la structure thermique est calculée et un ajustement spectral est effectué, voir section v.2.1. On a alors accès au flux émis dans la loi de puissance L_{PL} par rapport au flux total $L_{tot} = L_{PL} + L_{Disk}$, le tout dans les bandes de fréquences observées 3 – 200 keV⁶. On peut donc, pour chaque couple (r_J, \dot{m}_{in}) déterminer quelle sera sa position dans un DFLD. Inversement, dans un DFLD on pourrait déterminer quels seront les couples (r_J, \dot{m}_{in}) qui amènent à une certaine position. Si l'espace des paramètres n'est pas dégénéré, les deux méthodes donnent les mêmes résultats.

Pour s'en convaincre, discrétisons le plan couvert par le DFLD. On définit des pixels, c'est à dire des positions $([x, x + \Delta x], [y, y + \Delta y])$ du DFLD, où x est la fraction de la loi de puissance L_{PL}/L_{tot} , et y est la luminosité L_{tot} dans la bande 3 – 200 keV. Chaque couple (r_J, \dot{m}_{in}) est alors associé à un pixel. Et dans chaque pixel, il y a potentiellement plusieurs couples (r_J, \dot{m}_{in}) possibles. L'objectif est que dans chacun d'entre eux, la distribution des couples soit non-dégénéré, c'est à dire que la distribution soit une loi normale. Si c'est bien le cas, alors la valeur la plus probable dans le pixel sera associée à ce pixel, et j'ai donc pour chaque pixel une valeur de \dot{m}_{in} et une valeur de r_J .

Sur la FIGURE v.7 on peut voir cette pixelisation du DFLD de GX 339 – 4. En pointillés noirs, le DFLD de GX 339 – 4 qui a été reproduit⁷ dans la bande de fréquence 3 – 200 keV. En haut, les couleurs correspondent au rayon de transition r_J , tandis qu'en bas elles correspondent au taux d'accrétion \dot{m}_{in} . Pour les contours c'est l'inverse, en haut le taux d'accrétion, en bas le rayon de transition. Sur la partie gauche, les figures sont effectuées avec un niveau de hard-tail de $x_{ht} = 1\%$, tandis que $x_{ht} = 10\%$ sur la droite. Sur ces FIGURES, seuls les bons ajustements $\chi_{red}^2 < 3$ sont représentés, et l'on verra plus tard ce qu'il en est des mauvais ajustements (voir FIGURE v.8).

Sur ces figures, on observe plusieurs informations importantes.

D'abord, sur le panneau supérieur, on peut voir que le rayon de transition est surtout responsable des variations horizontales, donc du rapport L_{PL}/L_{tot} . Tandis que sur le panneau inférieur, le taux d'accrétion est responsable des variations verticales, donc de L_{tot} . Ce comportement confirme totalement les attentes théoriques.

Ensuite, on constate que dès lors que $r_J > 10$, peu de changements sont visibles. De plus, le modèle (b) suffit dans ce cas là, puisque tout le flux du spectre est dans la loi de puissance. Là encore, c'est un effet attendu, puisque la composante de disque est surtout produite par la partie SAD du disque. Une fois le SAD assez loin pour ne plus être visible dans la bande

6. La plupart des DFLD sont faits en extrapolant le flux du disque en $L_{Disk} = L_{Disk,10^{-3}-10^2 \text{ keV}}$ et celui de la loi de puissance $L_{PL} = L_{PL,1-10^2 \text{ keV}}$ (DUNN et al., 2010). Dans mon cas, je décide de ne rien extrapoler et de ne me fier qu'aux données présentes.

7. Exprès pour l'occasion à l'aide des fits de CLAVEL et al. (2016).

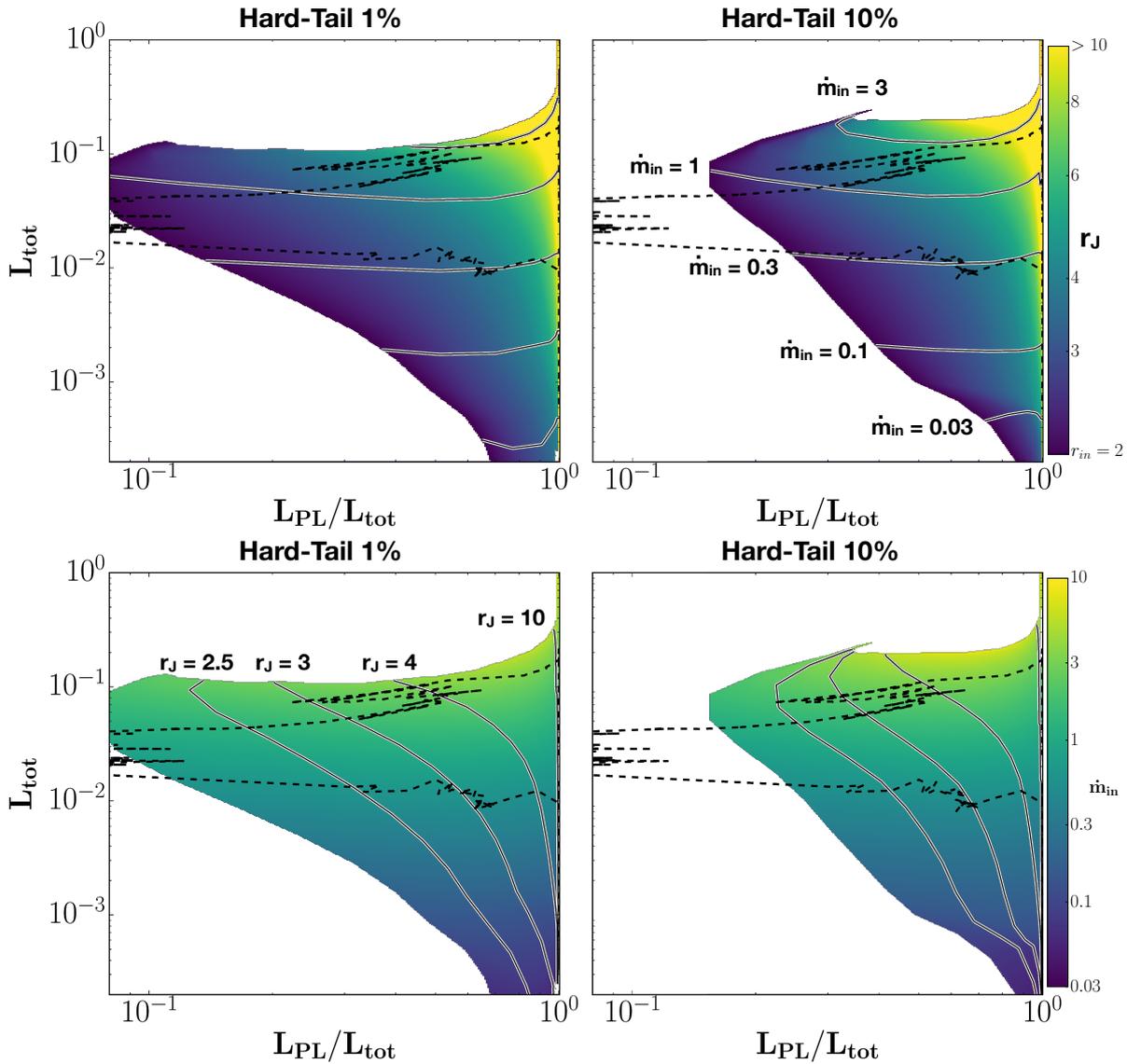


FIGURE v.7. – Pavage du DFLD de GX en 2010-2011 (pointillés noirs). En haut : rayon de transition en couleurs et contours en taux d'accrétion. En bas : taux d'accrétion en couleurs et rayon de transition en contours. À gauche $x_{ht} = 1\%$ et à droite $x_{ht} = 10\%$.

de fréquence 3 – 200 keV, le spectre sera nécessairement celui du JED : un spectre de loi de puissance.

Par ailleurs, on voit aussi que le changement dans le niveau de la hard-tail est surtout responsable de l'extention horizontale du modèle, à savoir le rapport minimum L_{PL}/L_{tot} que le modèle est-il capable de reproduire ? Pour $x_{ht} = 1\%$, le modèle peut atteindre des valeurs $L_{PL}/L_{tot} < 0.1$, tandis que lorsque $x_{ht} = 10\%$ le modèle ne reproduit pas des états aussi *soft*.

Enfin, et c'était le plus important, l'espace couvert par les observations est reproduit. Non seulement l'espace est reproduit, mais on a une absence totale de dégénérescence et un espace extrêmement lisse en r_J et \dot{m}_{in} . Que ce soit la partie la plus haute du DFLD, $L > 0.1L_{Edd}$, qui est atteinte pour des taux d'accrétions $\dot{m}_{in} > 3$. Ou la partie la plus à gauche, $L_{PL}/L_{tot} < 0.1$, qui est reproduite pour des rayons de transitions $r_J \gtrsim r_{in}$ et à des taux d'accrétion $\dot{m}_{in} \sim 0.3 - 1$. On a donc une très bonne couverture de l'espace des observations

dans les deux cas, bien que le niveau de hard-tail de 1% permette une plus grande extension horizontale.

Sur les figures précédentes, seuls les bons ajustements ont été montrés. Qu'en est-il alors des mauvais ajustements ?

En FIGURE v.8 je montre la distribution du χ_{red}^2 de chaque pixel du DFLD, toujours sous le même modèle que précédemment en FIGURE v.7.

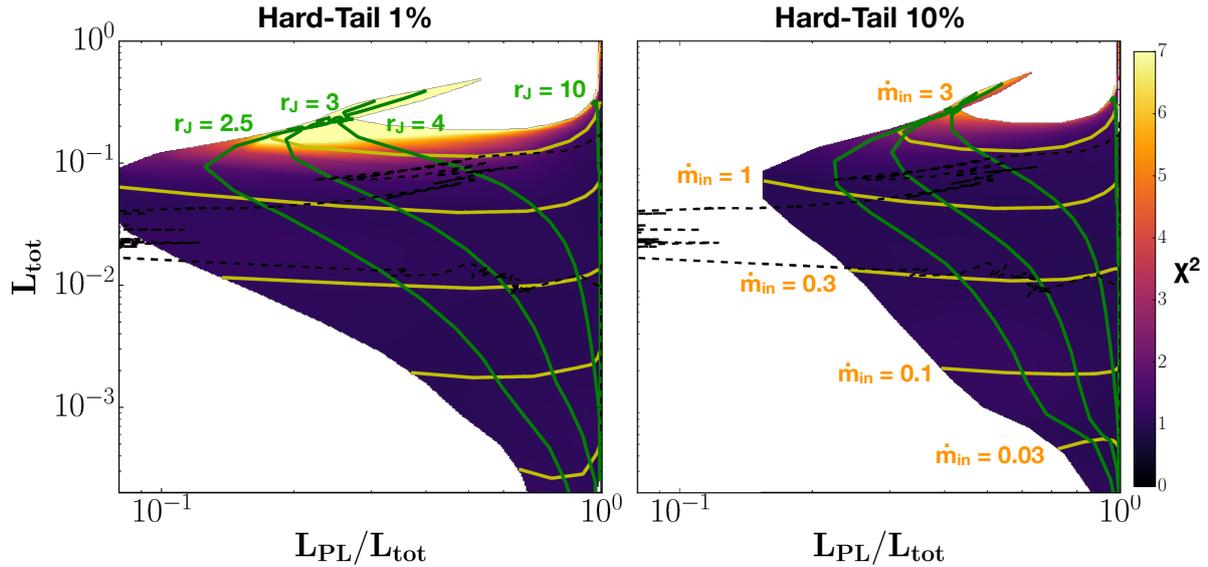


FIGURE v.8. – Pavage du DFLD de GX en 2010-2011 (pointillés noirs). En couleur, la valeur du χ_{red}^2 . En contour jaune le taux d'accrétion, en contours verts le rayon de transition. À gauche $x_{ht} = 1\%$ et à droite $x_{ht} = 10\%$.

Sur l'ensemble de l'espace des solutions en dessous de $\dot{m}_{in} = 3$, le χ_{red}^2 est celui d'un très bon ajustement. En revanche, pour un taux d'accrétion supérieur, l'ajustement n'est plus bon du tout car les modèles (a), (b) ou (c) ne sont plus adaptés aux spectres synthétiques obtenus. En partie car la température maximale du disque multi-couleur est limitée à une valeur seuil $k_B T_d = 5$ keV. À petit rayon de transition $r_J \gtrsim r_{in}$, le disque est en solution froide sur toute la distribution radiale. Froid dans le SAD car c'est l'unique solution possible, et froid dans le JED car l'illumination du SAD est trop importante pour que la branche chaude ne se développe. Le spectre associé est alors une somme de spectres d'anneaux optiquement épais. Or, du fait de la transition entre le SAD et le JED, la distribution en température n'est plus celle d'un disque froid usuel. Le spectre n'a donc rien d'un disque multi-couleur, et le fit n'est donc pas bon.

Il a donc été décidé de ne pas plus explorer ces spectres et ces ajustements pour le moment. Les observations de GX 339 – 4 me montrant pas de type de spectres, cela ne présente pas de problèmes dans cette étude.

v.2.3 L_X en fonction de \dot{m}_{in}

Les DFLD précédents présentent le flux total dans la bande de fréquence considérée L_{3-200} . Deux autres bandes de fréquences nous intéressent ici : L_{3-9} et L_{bol} . La luminosité dans la bande de fréquence 3 – 9 keV, L_{3-9} , est souvent assimilée à la luminosité X car elle est la plus

souvent utilisée pour effectuer des comparaisons ou déterminer des corrélations. Elle est en effet assez représentative de la puissance rayonnée par le disque dans le domaine des rayons X. La luminosité bolométrique, appelée L_{bol} est le graal auquel tout observateur/modélisateur aimerait accéder. Elle représente l'ensemble de la puissance rayonnée par le système.

Dans notre cas, il est extrêmement facile d'avoir accès à une luminosité donnée dans une bande de fréquence des spectres synthétiques. La FIGURE v.9 montre la luminosité bolométrique (L_{bol}) et la luminosité X (L_{3-9}) du disque en fonction du taux d'accrétion, pour plusieurs r_J différents.

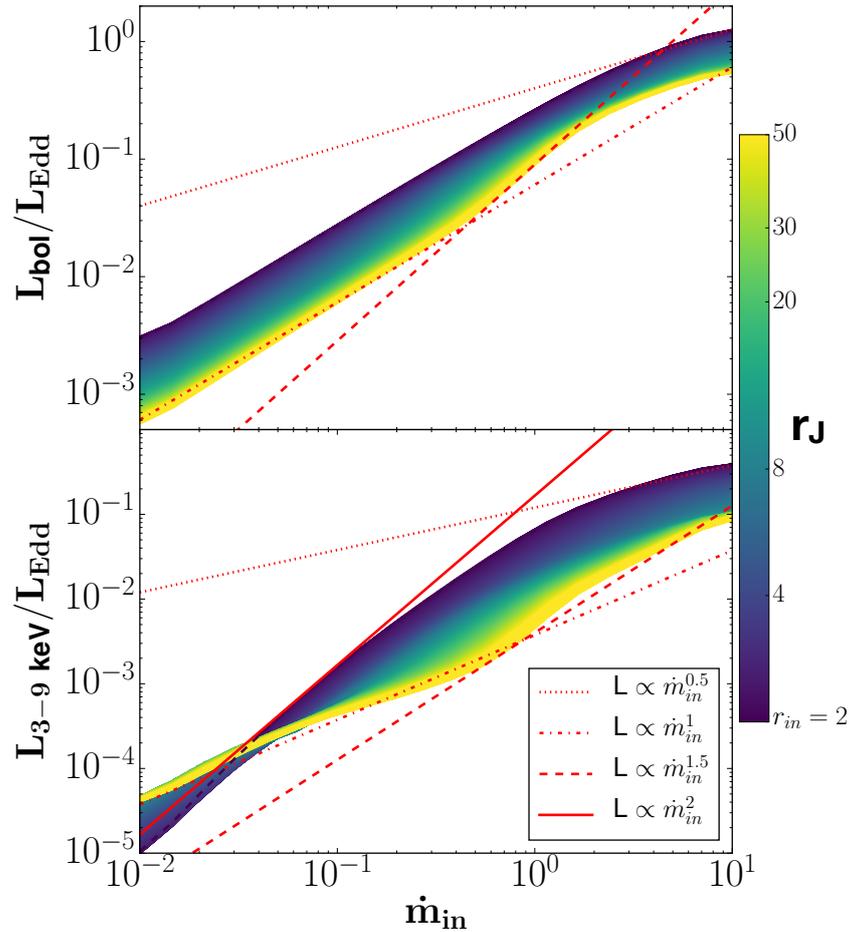


FIGURE v.9. – Luminosités X (L_{3-9} , en bas) et bolométriques (L_{bol} , en haut) en fonction du taux d'accrétion interne du disque \dot{m}_{in} . La couleur symbolise la courbe correspondant à un rayon de transition r_J donné. Plusieurs tendances $L \propto \dot{m}_{in}^\alpha$ sont représentées en rouge.

Sur cette figure, les deux panneaux sont construits comme suit. En un rayon donné, la courbe $L(\dot{m}_{in})$ est tracée dans la couleur associée (cf échelle de couleur). Toutes les courbes sont superposées, en partant de $r_J = 50$ jusqu'à $r_J = r_{in}$, les courbes au delà de $r_J = 50$ étant toutes peu différentes. Ayant une bonne couverture de l'espace des paramètres en r_J et \dot{m}_{in} , le résultat est entièrement continu.

Luminosité bolométrique

Observons d'abord le panneau supérieur, $L_{bol}(\dot{m}_{in})$. Dans le cas où le rayon de transition est confondu avec le rayon interne du disque $r_J = r_{in}$, le disque est intégralement dans la solution SAD. Cette solution, très étudiée dans la littérature, est connue pour être radiativement efficace, *i.e.* $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}^1$. Ce régime est bien retrouvé pour la majeure partie de l'évolution, dès lors que $\dot{m}_{in} < 5$. En revanche, une fois que $\dot{m}_{in} > 5$, le disque entre maintenant en solution slim dans les régions internes (MARCEL et al., 2018a, Fig. B.2.). Sur la branche slim, l'énergie est maintenant principalement advectée dans le disque : on quitte la branche radiativement efficace $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}^1$. On rejoint maintenant une autre courbe $L_{bol} \propto (1 - f)\dot{m}_{in}^1$, où $f = P_{adv}/P_+$ est la part d'énergie advectée. À force d'augmenter le taux d'accrétion, cette part d'énergie f augmente et la fraction d'énergie rayonnée diminue, simulant une loi de puissance $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}^{0.5}$.

Dès lors que $r_J > r_{in}$, le disque éjecte maintenant de la matière emportant une énergie $P_{jets} = bP_{+,JED}$. L'équilibre thermique est alors différent, le régime le sera aussi. On observe que d'une manière générale la courbe $L_{bol}(\dot{m}_{in})$ suit une évolution similaire $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}^1$, mais à des luminosités plus faibles. Cela est dû à deux effets différents. (1) plus r_J sera grand et plus l'énergie dissipée dans le JED $P_{+,JED}$ sera importante par rapport à l'énergie totale dans le disque P_+ . Plus d'énergie sera alors éjectée⁸ jusqu'à ce que $r_J \gg r_{in}$, où un facteur b de l'énergie totale est alors éjectée $P_{jets} = bP_{+,JED} \simeq bP_+$. On se retrouve donc dans un régime $L_{bol} \propto (1 - b)\dot{m}_{in}^1$, où $b = 0.3$, diminuant d'un facteur $b = 30\%$ l'énergie disponible à être rayonnée. (2) dès lors que r_J augmente, le rayonnement est progressivement dominé par l'équilibre thermique du JED, et non du SAD. Or, l'équilibre thermique du JED est très affecté par l'advection, $f = P_{adv}/P_{+,JED} \propto \varepsilon^2$, contrairement au SAD (au moins à faible taux d'accrétion). La fonction $L_{bol}(\dot{m}_{in})$ est alors mieux décrite⁹ par $L_{bol} \propto (1 - b - f)\dot{m}_{in}^1$, où $f \propto \varepsilon = \varepsilon^2(\dot{m}_{in})$ dépend du taux d'accrétion \dot{m}_{in} . Les changements de branche de la solution du JED provoquant des variations de ε , ce facteur f va donc varier avec \dot{m}_{in} .

À faible taux d'accrétion $\dot{m}_{in} < 0.5$, le JED est optiquement mince et géométriquement épais $\varepsilon \simeq 0.2 - 0.3$ (solution chaude). Sur cette branche chaude, la faible densité du plasma permet que $q_{ie} \propto n_e^2$ soit négligeable. Les ions ne sont donc ni refroidis par le rayonnement, ni par interactions Coulombiennes : $T_i \gg T_e$. Contrairement aux solutions usuelles 1T, la hauteur du disque n'est alors déterminée que par la pression gazeuse des ions, $P_{gas,i} \gg P_{gas,e} + P_{rad}$, ce qui implique que $q_{adv} \simeq q_{adv,i} \gg q_{adv,e}$ (voir équations (ii.28) et (ii.29)). Dans l'équilibre vertical des ions, l'advection est alors directement déterminée par le chauffage de ces derniers, $q_{adv} \simeq q_{adv,i} \simeq (1 - \delta)q_{turb}$, menant à $f = q_{adv}/q_{turb} \simeq 0.5$. Comme $q_{adv,e} \ll q_{adv,i} \simeq (1 - \delta)q_{turb}$, on a alors $q_{adv,e} \ll \delta q_{turb}$. Dans l'équilibre vertical des électrons, le rayonnement est donc déterminé par $q_{rad} \sim \delta q_{turb} \propto \dot{m}_{in}$, menant à un comportement inattendu¹⁰ dans un disque géométriquement épais $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}$. Au final, la perte de puissance par les jets (b) et par l'advection (f) réduit la luminosité du JED. On retrouve par exemple pour $r_J = 50$ (jaune) une diminution d'un facteur $1/(1 - b - f) \sim 5$ par rapport au SAD.

À fort taux d'accrétion, $\dot{m}_{in} > 2$, le JED est maintenant optiquement épais et géométriquement slim $\varepsilon \simeq 0.1$ (solution slim). La luminosité bolométrique présente maintenant une

8. Voir équation (v.1) pour l'expression exacte de P_{jets} .

9. Dans le cas du SAD, la portion à très fort taux d'accrétion pourrait elle aussi être décrite par une fonction du type $L_{bol} \propto (1 - b - f)\dot{m}_{in}^1 \propto \dot{m}_{in}^{0.5}$.

10. Ceci est uniquement vrai si $(1 - \delta) \sim \delta$. Dans des disques tels que les ADAFs par exemple, où $\delta = 1/2000$, on peut avoir $q_{adv,e} \ll (1 - \delta)q_{turb}$ sans pour autant que $q_{adv,e} \ll \delta q_{turb}$, et ce raisonnement ne tient plus.

évolution $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}^{0.5}$ (voir discussion précédente pour le SAD), plus basse en luminosité d'un facteur ~ 2 du fait de $f \simeq 0.15$ désormais, comparé à $f \simeq 0.45$ pour la solution chaude à faible taux d'accrétion.

Entre ces deux régimes, de la solution chaude à la solution slim, la valeur de f décroît de 0.45 à 0.15. Le disque rayonne alors de plus en plus d'énergie à force d'augmenter \dot{m}_{in} , jusqu'à atteindre un régime $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}^{0.5}$. Lors de cette transition, la pente est plus abrupte et simule une loi de puissance $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}^{1.5}$.

Luminosité X

Observons maintenant le panneau inférieur de la FIGURE v.9, *i.e.* l'évolution de $L_X = L_{3-9}(\dot{m}_{in})$. Cette figure est une convolution de la luminosité totale $L_{bol}(\dot{m}_{in})$ avec la bande de fréquence 3 – 9 keV, dont on peut voir que le comportement simple décrit précédemment n'est plus du tout le même.

À très bas taux d'accrétion $\dot{m}_{in} < 3 \cdot 10^{-2}$ d'abord, le JED émet plus de rayonnement que le SAD dans cette bande de fréquence, jusqu'à un facteur 5 entre $r_J = 50$ et $r_J = r_{in}$! Le rayonnement émit par le JED évolue en $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}^1$ jusqu'à la limite slim $\dot{m}_{in} = 0.5$. C'est parce qu'à bas taux d'accrétion le JED est sur la branche chaude, dont les solutions optiquement minces présentent la particularité d'avoir des spectres relativement plats dans la bande de fréquence considérée. Enfin, pour $\dot{m}_{in} > 0.5$ les spectres sont maintenant dans le régime slim, et leur évolution tend désormais vers le régime $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}^{0.5}$ en passant par $L_{bol} \propto \dot{m}_{in}^{1.5}$. Le tout de manière assez similaire à $L_{bol}(\dot{m}_{in})$.

Pour ce qui est du SAD, l'évolution est totalement différente de celle présentée en $L_{bol}(\dot{m}_{in})$. Dans un premier temps, on note que l'évolution précédente sur moins de 3 ordres de grandeurs, de $L_{bol,min} = 3 \cdot 10^{-3}$ à $L_{bol,max} = 1$ (facteur ~ 300) se retrouve désormais de $L_{X,min} = 10^{-5}$ à $L_{X,max} = 4 \cdot 10^{-1}$ (facteur ~ 40000). À faible taux d'accrétion, $L_X \propto \dot{m}_{in}^2$, et ce jusqu'à ce que la fonction $L_X(\dot{m}_{in})$ transite doucement vers le régime $L_X \propto \dot{m}_{in}^{0.5}$ à partir de $\dot{m}_{in} > 0.1$. Ce comportement inattendu à faible taux d'accrétion est dû à la lente progression du spectre dans la bande de fréquence 3 – 9 keV. Au fur et à mesure que le taux d'accrétion augmente, non-seulement le flux total augmente, mais la température du disque froid se rapproche de la bande d'énergie considérée ici, créant alors une pente plus pentue que prévu $L_X \propto \dot{m}_{in}^{-2}$.

Ces belles figures sont montrées dans le seul but de faire ce commentaire simple. Avoir $L \propto \dot{m}_{in}$ ne signifie pas que l'accrétion est contrôlée par un flot d'accrétion radiativement efficace. Inversement, tout flot d'accrétion radiativement efficace ne suivra pas nécessairement une évolution de la forme $L \propto \dot{m}_{in}$.

On a pu voir qu'un disque ne rayonnant pas plus de 50% de son énergie pouvait suivre une loi de puissance $L \propto \dot{m}_{in}$. C'est le cas par exemple de la luminosité bolométrique des solutions $r_J = 50$, bien que le JED ne rayonne que 10% de son énergie disponible dans ce cas. Parler de flot radiativement efficace est alors trompeur. De plus, l'évolution de la luminosité en fonction du taux d'accrétion dépend énormément de la bande d'énergie considérée. Dans le cas du SAD, $r_J = r_{in}$, bien que le disque soit radiativement efficace, *i.e.* toute l'énergie disponible est rayonnée, la luminosité dans la bande d'énergie 3 – 9 keV évolue telle que $L_{3-9} \propto \dot{m}_{in}^{1.5-2}$. Un chercheur non averti qualifierait ce disque de "flot d'accrétion radiativement inefficace", à tort.

Toute interprétation sur l'efficacité radiative d'un flot d'accrétion à l'aide de l'évolution $L(\dot{m}_{in})$ doit donc se faire en connaissance de cause : ça ne fonctionne tout simplement pas. La méthode à employer dans ces conditions là est donc très simple : ne pas le faire.

Cerise sur le gâteau, la FIGURE v.9 démontre que la dépendance fonctionnelle $L_{3-9}(\dot{m}_{in})$ peut être bien plus complexe qu'une simple loi de puissance $L_{3-9} \propto \dot{m}_{in}^\alpha$ durant l'évolution d'un objet, selon l'évolution des paramètres r_J et \dot{m}_{in} . C'est très prometteur, puisqu'il est bien connu que l'évolution $L_{3-9}(\dot{m}_{in})$ peut varier énormément d'un objet à l'autre (CORIAT et al., 2011, section 4.3.3 and Fig. 7).

V.3 REPRODUCTION DE LA RADIO

v.3.1 Estimation de la radio

En plus du rayonnement X, une autre observable est l'émission radio attribuée aux jets présents dans ces objets. Plus précisément, l'émission détectée en radio est celle attendue par des jets stratifiés, auto-absorbés et compacts émettant un rayonnement synchrotron tout au long de leur axe (BLANDFORD et KÖNIGL, 1979; WILMS et al., 1999; HEINZ et SUNYAEV, 2003). Or, dans notre paradigme, on a supposé que les jets ne sont produits que par le disque éjectant¹¹. La configuration SAD ne produit alors tout simplement aucun jet.

Au sein de notre paradigme, pour une configuration de disque éjectant s'étendant de r_{in} jusqu'à r_J , ayant un taux d'accrétion \dot{m}_{in} , la puissance disponible dans les 2 jets est :

$$\begin{aligned} P_{jets} &= bP_{acc,JED} \\ &= 0.5 b \frac{\dot{m}_{in}}{r_{in}} \left(1 - (r_J/r_{in})^{\xi-1}\right) L_{Edd} \end{aligned} \quad (\text{v.1})$$

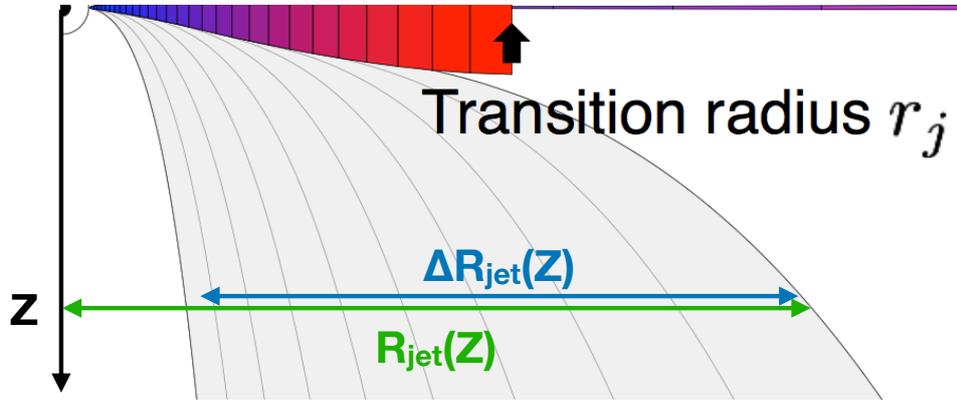
Cette puissance dépend alors bien de l'extension du JED, *i.e.* des valeurs de r_{in} et r_J , mais aussi de la quantité de matière présente dans le disque \dot{m}_{in} . On pourrait donc penser en première approximation que la luminosité produite par les jets est directement proportionnelle à la puissance disponible P_{jets} . On se retrouverait alors, les paramètres b , ξ et r_{in} étant fixés, avec $L_R \propto P_{jets}(\dot{m}_{in}, r_J) \propto \dot{m}_{in}^1 \left(1 - (r_J/r_{in})^{\xi-1}\right)$. Dans le cas d'un disque éjectant infiniment grand, $r_J \gg r_{in}$, on obtiendrait donc $L_R \propto \dot{m}_{in}^1$. Or, d'après les travaux de HEINZ et SUNYAEV (2003), la relation $L_R \propto \dot{m}_{in}^{17/12}$ est attendue dans ces conditions. Donc le rayonnement des jets n'est donc pas simplement lié à la puissance disponible dans ceux-ci.

D'un autre côté, si l'on se place dans les hypothèses usuelles $L_R \propto \dot{m}_{in}^{17/12}$ (HEINZ et SUNYAEV, 2003), le rayonnement des jets est alors indépendant de l'extension de la zone éjectante ou de la puissance dans les jets. On pourrait donc produire du rayonnement radio même lorsque le disque est intégralement non-éjectant, et qu'aucune puissance n'est disponible.

Les choses ne sont donc pas si simples. La production de rayonnement radio doit dépendre de l'extension du disque, mais pas directement de la puissance disponible si l'on souhaite

11. Cela revient à supposer que des processus de productions de jets tels que BLANDFORD et ZNAJEK (1977) sont négligeables.

retrouver le régime HEINZ et SUNYAEV (2003) à très grande zone éjectante $r_J \gg r_{in}$. Partant de ce constat, nous allons donc reprendre les calculs effectués par BLANDFORD et KÖNIGL (1979) et HEINZ et SUNYAEV (2003) dans le cas où l'extension de la zone éjectante est finie.



Adapté de FOELLMY et al. (2008)

FIGURE v.10. – Géométrie du jet Blandford & Payne considéré, voir section v.3.2.

La distribution des particules dans les jets (responsables de l'émission synchrotron radio) est supposée suivre une loi $\frac{dn_e}{d\gamma} = C\gamma^{-p}$, où p est l'indice de la loi de puissance, γ le facteur de Lorentz de la particule et C un facteur de normalisation, relié au champ magnétique local par la relation $C = C_0 B^2$.

Sous ces hypothèses, les coefficients d'auto-absorption α_ν et d'émissivité j_ν s'expriment (RYBICKI et LIGHTMAN, 1979) :

$$\begin{aligned}\alpha_\nu &= A_p C B^{\frac{p+2}{2}} \nu^{-\frac{p+4}{2}} = A_p C_0 B^{\frac{p+6}{2}} \nu^{-\frac{p+4}{2}} \\ j_\nu &= J_p C B^{\frac{p+1}{2}} \nu^{-\frac{p-1}{2}} = J_p C_0 B^{\frac{p+5}{2}} \nu^{-\frac{p-1}{2}}\end{aligned}\quad (\text{v.2})$$

où A_p et J_p sont des constantes peu dépendantes de p .

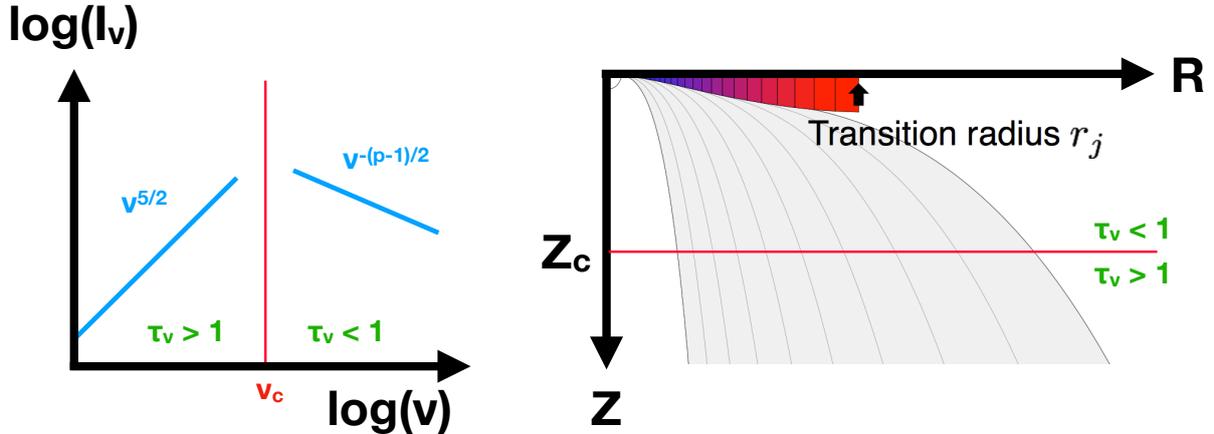
À une distance Z de l'objet compact, le jet a un rayon $R_{jet}(Z)$ et une extension $\Delta R_{jet}(Z)$, voir FIGURE v.10. Sous ces hypothèses, l'épaisseur optique du rayonnement synchrotron auto-absorbé est $\tau_\nu = \Delta R_{jet} \alpha_\nu$ et le spectre émis sera donc $I_\nu = S_\nu (1 - e^{-\tau_\nu})$, avec $S_\nu = j_\nu / \alpha_\nu$ la fonction source. À très hautes fréquences on se trouve dans le régime optiquement mince $\tau_\nu \ll 1$, et on a alors $I_\nu \simeq S_\nu (1 - (1 - \tau_\nu)) = S_\nu \tau_\nu = \Delta R_{jet} j_\nu \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}}$. À basses fréquences, le régime est optiquement épais $\tau_\nu \gg 1$ et $I_\nu \simeq S_\nu (1 - 0) = j_\nu / \alpha_\nu \propto \nu^{5/2}$.

Nécessairement, le spectre auto-absorbé I_ν aura un maximum à une fréquence ν_c , définissant la photosphère du jet telle que $\tau_{\nu_c} = 1$. En supposant que $\tau_{\nu_c} = 1$, on obtient alors, d'après la définition de τ_ν :

$$\begin{aligned}\nu_c &= (A_p C_0)^{\frac{2}{p+4}} \Delta R_{jet}^{\frac{2}{p+4}} B^{\frac{p+6}{p+4}} \\ I_{\nu_c} &= J_p A_p^{-\frac{p-1}{p+4}} C_0^{\frac{5}{p+4}} \Delta R_{jet}^{\frac{5}{p+4}} B^{\frac{2p+13}{p+4}}\end{aligned}\quad (\text{v.3})$$

où l'on voit alors que chaque fréquence est équivalente à une altitude, la fréquence diminuant évidemment avec l'altitude¹². La photosphère $\tau_{\nu_c} = 1$ se trouve donc à une certaine altitude Z_c , voir FIGURE v.11.

12. À supposer que le rayon du jet st croissant avec l'altitude $R_{jet} \propto Z^d$ avec $d > 0$, ce qui est *a priori* le cas.



Adapté de FOELLM I et al. (2008)

FIGURE V.11. – Gauche : densité spectrale d'énergie du jet. Droite : géométrie du jet Blandford & Payne considéré. v_c et Z_c correspondent respectivement à la fréquence et la hauteur à laquelle $\tau_{v_c} = 1$.

Le flux reçu à la fréquence v_c , provenant d'un jet (un seul) d'épaisseur $2R_{jet}$ et à une distance D sera :

$$\begin{aligned}
 F_{v_c} &= \int I_{v_c} d\Omega = \frac{2}{D^2} \int_{R_g}^{\infty} dZ R_{jet} I_{v_c} \\
 &= F_0 \int_1^{\infty} dz r_{jet} \Delta r_{jet}^{\frac{5}{p+4}} \left(\frac{B}{B_{in}} \right)^{\frac{2p+13}{p+4}} \\
 \text{avec } F_0 &= \frac{2}{D^2} J_p A_p^{-\frac{p-1}{p+4}} C_0^{\frac{5}{p+4}} R_g^{\frac{2p+13}{p+4}} B_{in}^{\frac{2p+13}{p+4}}
 \end{aligned} \tag{v.4}$$

où, comme toujours $z = Z/R_g$, $r = R/R_g$, et où B_{in} est un champ magnétique de référence. Ce champ magnétique est choisi comme étant celui du rayon interne du disque, et donc *a priori* le champ magnétique maximal. Celui ci est dépendant du modèle de jets considéré, et sera dans nos hypothèses celui du JED :

$$B_{in} = B_z(r_{in}) = \sqrt{\mu_0 P_*} \left(\frac{\mu}{m_s} \right)^{1/2} \dot{m}_{in}^{1/2} r_{in}^{-5/4}$$

où μ_0 est la permittivité du vide, $P_* = m_p c^2 / \sigma_T R_g$ une pression de référence, m_p la masse du proton, c la célérité de la lumière dans le vide et σ_T la section efficace Thomson.

Par auto-similarité, l'épaisseur du jet Δr_{jet} est proportionnelle à l'extension de la zone éjectante $\Delta r_{jet} = (r_J - r_{in})|_z \propto (r_J - r_{in})|_{z=0}$. À l'aide de la variable auto-similaire $x = z/r$, on peut simplement écrire $\Delta r_{jet} = (r_J - r_{in}) f_r(x)$, où $f_r(x) = r(z)/r_0$ est la fonction auto-similaire fournissant le rayon cylindrique $r(z)$ d'une ligne de champ fixée à un rayon r_0 dans le disque. De même, B devrait aussi être une fonction uniquement de cette variable auto-similaire x et de $r_{jet} = r_J f_r(x)$. On peut alors réécrire :

$$F_{v_c} = F_0 (r_J - r_{in})^{\frac{5}{p+4}} r_J r_{in} \int_{1/r_{in}}^{\infty} dx \left(f_r \frac{B}{B_{in}} \right)^{\frac{2p+13}{p+4}}$$

où $dz = r_{in} f_r(x) dx$. L'intégrale ne dépendant que de la dynamique du jet, le flux reçu à une fréquence donnée ν_c est

$$F_{\nu_c} \propto r_{in}^{-\frac{6p+49}{4p+16}} \left(\frac{\mu m \dot{m}_{in}}{m_s} \right)^{\frac{2p+13}{2p+8}} r_J^{\frac{p+9}{p+4}} \left(1 - \frac{r_{in}}{r_J} \right)^{\frac{5}{p+4}}$$

Cela permet de déterminer la puissance monochromatique $L_{\nu_c} = 4\pi D^2 F_{\nu_c}$ émise par le jet d'une binaire X à une distance D . Dans un JED, on a $\mu/m_s \sim 1$. En faisant l'hypothèse que $p = 2$, on obtient au final une puissance $P_R = \nu_R L_R$ donnée par :

$$\boxed{\frac{P_R}{L_{Edd}} \simeq \tilde{f}_R \dot{m}_{in}^{17/12} r_J (r_J - r_{in})^{5/6}} \quad (\text{v.5})$$

où f_R est un coefficient sans dimension et $\nu_R = 8.6$ GHz usuellement.

v.3.2 Corrélation $L_X - P_R$

On vient de voir comment estimer la luminosité radio attendue pour chaque configuration de disque. Ayant fixé tous les paramètres globaux b , m_s , etc... Cette luminosité, ou puissance P_R , ne dépend ici que de trois paramètres : r_J , \dot{m}_{in} , et \tilde{f}_R :

$$P_R = \tilde{f}_R \dot{m}_{in}^{17/12} r_J (r_J - r_{in})^{5/6} L_{Edd} \quad (\text{v.6})$$

On ré-utilise les simulations présentées plus tôt, pour lesquelles l'espace des paramètres en r_J et \dot{m}_{in} est couvert. La valeur de \tilde{f}_R incorpore des paramètres tels que r_{in} ou m , et est totalement inconnue. Elle dépendra donc des contraintes observationnelles, et il faudra vérifier après coup sa cohérence physique. On peut voir une estimation de la luminosité émise en radio P_R en fonction de la luminosité X dans la bande de fréquence 3 – 9 keV en FIGURE v.12. Cette figure est pixelisée, comme les FIGURES v.7 et v.8, afin de représenter quelle paire de valeurs (r_J, \dot{m}_{in}) est la plus probable à chaque endroit dans l'espace $L_X - P_R$. En noir, les observations radio de GX 339-4 sur tous ses outbursts entre 1997 et 2011 sont superposées (CORBEL et al., 2013).

Sur cette figure, on peut observer plusieurs choses.

En premier lieu, la valeur de $f_R = 3 \cdot 10^{-11}$ a été choisie afin que toutes les observations effectuées sur les cycles de GX 339 – 4 soient couvertes, c'est à dire que tous les points observés semblent correspondre à un couple (r_J, \dot{m}_{in}) . Évidemment, plusieurs valeurs sont possibles. Les observations radios sont donc toutes reproductibles avec une unique renormalisation \tilde{f}_R . Reste à voir de quelle manière ces observations sont couvertes.

Dans leur étude, CORBEL et al. (2013) ont découvert que les observations dans l'état *hard* produisent une corrélation $P_R \propto L_X^{0.62}$. Les points noirs qui sortent de cette corrélation sur la FIGURE v.12 sont donc ceux de la transition vers l'état *soft* : 4 points à $L_{3-9 \text{ keV}} \lesssim 10^{-1}$ et 6 points autour de $L_{3-9 \text{ keV}} \lesssim 10^{-2}$. De manière impressionnante, alors que tous ces points intermédiaires sont situés à des rayons de transition $r_J \sim 4 - 10$, tous les points sur la corrélation sont reproduits avec $r_J > 10$. En observant les isocontours $r_J = 4$ et $r_J = 10$ sur la FIGURE v.7, on voit que tant que $r_J > 10$ on se situe dans l'état *hard* et sur la corrélation de CORBEL et al. (2013), tandis que dès que $r_J < 10$, on quitte l'état *hard* dans le DFLD et on quitte la corrélation.

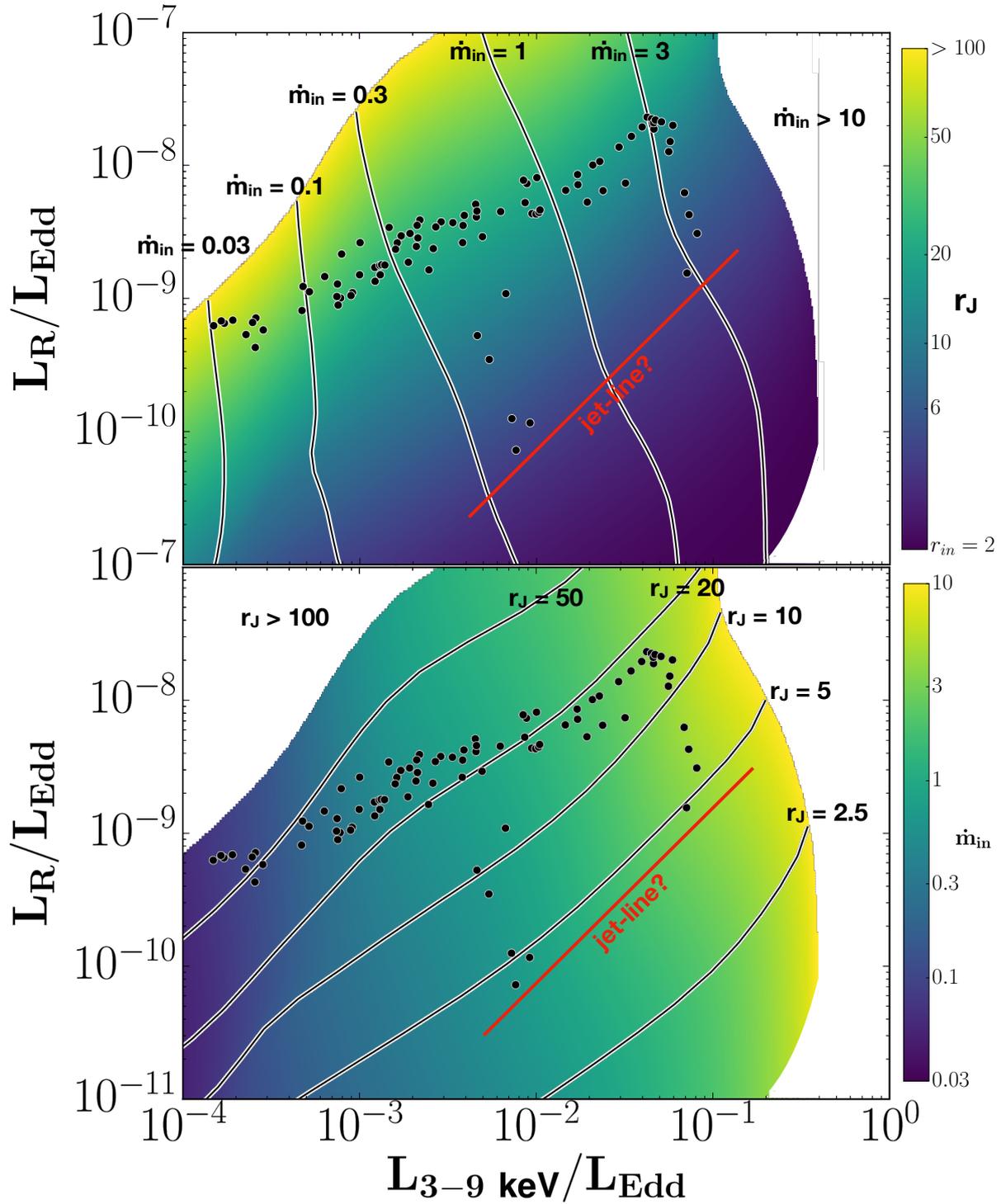


FIGURE v.12. – Pavage des observations radio de CORBEL et al. (2013), points noirs, avec $\tilde{f}_{\text{R}} = 3 \cdot 10^{-11}$. En haut : rayon de transition en couleurs et contours en taux d'accrétion. En bas : taux d'accrétion en couleurs et rayon de transition en contours. En rouge est dessinée une possible jet-line, voir section v.3.

Dans la transition *hard* \rightarrow *soft*, située à haute luminosité, il semble que le flux Radio observé disparaisse un facteur ~ 20 au dessus de la première détection du retour *soft* \rightarrow *hard*.

Ce n'est donc pas dû à une limite de détection. En revanche, il semblerait que la disparition/apparition des jets, appelée jet-line (en rouge), se trouve¹³ quasiment sur un isocontour $r_J \sim 4 = 2r_{in}$. Cela peut suggérer plusieurs choses. (1) c'est un hasard tout à fait fortuit, dommage. (2) c'est un biais observationnel inconnu, encore dommage. (3) le modèle d'émission de rayonnement par le jet décrit en section v.3.2 n'est plus fiable pour $r_J \sim 2r_{in}$, toujours dommage? Non, car dans ce cas, n'ayons pas peur de le dire, le modèle colle superbement bien aux observations!

V.4 REPRODUCTION D'ÉTATS SPECTRAUX TYPIQUES

Faisons un bilan. Jusque là, on a démontré en section v.2.2 qu'on était capable de couvrir l'espace des observations dans un DFLD, *i.e.* en fraction de loi de puissance et en flux total. En section v.3, on a démontré que la couverture du DFLD allait de pair avec le flux radio. On pourrait alors se dire que l'on peut reproduire n'importe quel spectre observé avec son flux radio associé. Afin de s'en convaincre, je vais présenter et reproduire dans cette section 5 états canoniques des cycles des binaires X. Ces 5 états sont choisis pour être les plus représentatifs d'un cycle typique, en forme de Q dans un DFLD.

v.4.1 Définition de 5 états canoniques

En FIGURE v.13, on peut voir 4 cycles de GX 339 – 4 (CLAVEL et al., 2016), 2002 – 2003, 2004 – 2005, 2007 et 2010 – 2011. Ces cycles sont représentés sous la forme de DFLD dans la bande d'énergie 3 – 200 keV, comparables donc avec nos spectres synthétiques. Les 5 états typiques choisis sont indiqués à l'aide de petites astérisques. Bien que tous les cycles ne passent pas exactement par les 5 états, ils suivent tous le chemin suivant : de l'état quiescent (Q, noir), le flux augmente dans l'état *hard* (LH, orange et HH, rouge), avant de transiter vers l'état *soft* de forte luminosité (HS, bleu). Puis, le flux diminue jusqu'à l'état *soft* de faible luminosité (LS, cyan), avant de revenir dans l'état LH, pour finir dans l'état Q. Bien que l'état quiescent puisse se trouver à des luminosités bien plus faibles que celles représentées ici, tout objet dans un cycle devra traverser l'état Q choisi ici.

Dans la TABLE v.1, sont présentés les valeurs typiques de divers paramètres associées aux états canoniques définis en FIGURE v.13.

Spectral state	L_{PL}/L_{tot}	$L_{tot} (\%L_{Edd})$	Γ	$P_R (mJy)$
Q	1	< 0.1	1.5 – 2.1	1
LH	1	~ 1	1.5 – 1.6	5
HH	1	> 10	1.6 – 1.8	25
HS	< 0.3	~ 5	2 – 3	< 0.01
LS	< 0.3	~ 1	2 – 3	< 0.01

TABLE v.1. – Caractéristiques typiques des 5 états canoniques observés. De gauche à droite, la fraction de loi de puissance, le flux détecté dans la bande 3 – 200 keV, l'indice de la loi de puissance et la puissance radio associé à 8.6 GHz.

13. De manière assez bluffante, il faut bien avouer que l'on ne s'y attendait pas.

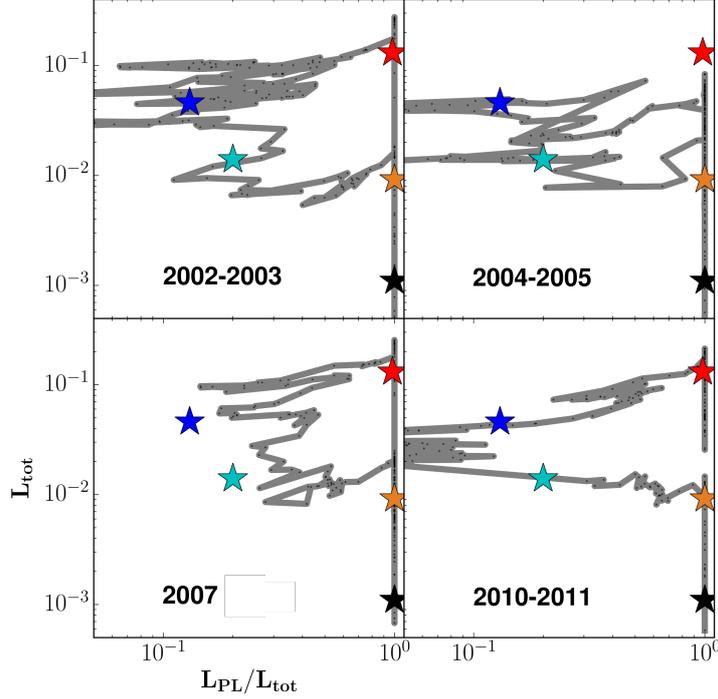


FIGURE v.13. – DFLDs, *i.e.* L_{tot} en L_{Edd} en fonction de la fraction de loi de puissance L_{PL}/L_{tot} , des outbursts de GX 339 – 4 entre 2002 et 2011 recalculés dans la bande 3 – 200 keV (gris). Position des 5 états canoniques considérés : Q en noir, LH en orange, HH en rouge, HS en bleu et LS en cyan (voir section v.4.1). Ces figures ont été effectuées à l’aide des fits de CLAVEL et al. (2016).

- **Q** : l’état quiescent a une luminosité typique inférieure à $0.1\%L_{Edd}$, une loi de puissance dont l’indice peut varier mais qui se situe autour de $\Gamma \simeq 1.5 - 2.1$ dans les bandes de fréquences considérées ici (REMILLARD et MCCLINTOCK, 2006). L’émission radio associée y est très faible, mais détectée et corrélée au flux en X (FENDER, 2001 ; CORBEL et al., 2013), signifiant que des jets persistants peu puissants sont produits. Il se situe dans le coin en bas à droite du DFLD. D’après la FIGURE v.7, pour reproduire cet état il faudra $\dot{m}_{in} \lesssim 0.1$ et un rayon de transition peu contraint $r_J \gg r_{in}$. Je choisis $\dot{m}_{in} = 0.06$ et $r_J = 100$.

- **LH** : l’état *hard* de faible luminosité est caractérisé par un spectre en loi de puissance d’indice $\Gamma \simeq 1.5 - 1.6$, dont la coupure à haute énergie est difficilement détectable $E_{cut} > 200$ keV (GROVE et al., 1998 ; ZDZIARSKI et al., 2004) et d’une luminosité typique $L_{tot} \simeq 1\%L_{Edd}$. Cet état est aussi associé à un flux radio et infrarouge important, corrélé là aussi au flux en X, preuve que des jets persistants sont produits. Toujours d’après la FIGURE v.7, cet états sont produits avec des paramètres tels que $\dot{m}_{in} \sim 0.3$ et $r_J \gg r_{in}$. Je choisis $\dot{m}_{in} = 0.4$ et $r_J = 50$.

- **HH** : l’état *hard* de forte luminosité est, lui aussi, caractérisé par un spectre en loi de puissance, d’indice plus grand $\Gamma \simeq 1.6 - 1.8$, et surtout dont la coupure à haute énergie est souvent détectée $E_{cut} \simeq 50 - 200$ keV (MOTTA, BELLONI et HOMAN, 2009). Sa luminosité peut aller jusqu’à $30\%L_{Edd}$ dans le cas de GX 339-4 (DUNN et al., 2010). En réalité, plus la luminosité augmente, et plus la coupure diminue en énergie, allant de > 200 keV à ~ 50 keV, en même temps que l’indice de cette loi de puissance augmente de $\Gamma = 1.6$ à $\Gamma = 1.8$ avant la

transition vers l'état *soft* (MOTTA, BELLONI et HOMAN, 2009, Figure 6). Ces états sont aussi accompagnés du flux radio/infrarouge le plus puissant de l'évolution (CORIAT et al., 2009), et donc *a priori* des jets les plus puissants du cycle. Sur la FIGURE v.7, ces états sont situés en haut à droite du diagramme, correspondant à des taux d'accrétion très élevés $\dot{m}_{in} \sim > 1$ et des rayons de transition toujours grands devant le rayon interne $r_J \gg r_{in}$. Je choisis $\dot{m}_{in} = 2$ et $r_J = 15$.

- **HS** : l'état *soft* de haute luminosité est caractérisé par un disque multi-couleur de température effective maximale $k_B T_{in} \lesssim 1$ keV et d'un flux total $L_{tot} \sim 5\% L_{Edd}$. La composante de disque est accompagnée par une composante de flux plus faible, une loi de puissance appelée hard-tail d'indice $\Gamma \simeq 2 - 3$ (voir section v.2.1). Ces états ne sont accompagnés d'aucun rayonnement radio, suggérant l'absence totale de jets (FENDER et al., 1999; CORBEL et al., 2000). Sur la FIGURE v.7, ces états sont situés sur la gauche et sont reproduits avec un taux d'accrétion assez important $\dot{m}_{in} \sim 1$ et un rayon de transition très petit $r_J \gtrsim r_{in}$. Je choisis $\dot{m}_{in} = 0.75$ et $r_J = r_{in}$.

- **LS** : de même que pour l'état *soft* de forte luminosité, l'état *soft* de faible luminosité est caractérisé par un disque multi-couleur de température $k_B T_{in} \gtrsim 0.6 - 0.7$ keV, une hard-tail d'indice $\Gamma \simeq 2 - 3$ et un flux total ~ 5 fois plus faible environ $L_{tot} \sim 1\% L_{Edd}$. De plus, aucun jets n'est détecté ici. Sur la FIGURE v.7 cela correspond encore à la partie de gauche du diagramme, avec $\dot{m}_{in} \sim 0.3$ et $r_J \gtrsim r_{in}$. Je choisis $\dot{m}_{in} = 0.45$ et $r_J = r_{in}$.

Tous les couples (r_J, \dot{m}_{in}) ont été choisis pour être non-seulement cohérents avec la position dans le DFLD, mais aussi avec le flux radio, tous avec $\tilde{f}_R = 3 \cdot 10^{-11}$.

v.4.2 Reproduction des spectres de ces états canoniques

Regardons de plus près quels sont maintenant les structures thermiques et spectres associés à ces 5 jeux de paramètres choisis. Ces jeux de paramètres sont résumés en 2ème colonne de la TABLE v.2. Pour chaque état canonique, l'équilibre thermique du disque est résolu dans le but de construire le spectre et l'ajuster sous XSPEC comme expliqué plus tôt dans ce chapitre. La FIGURE v.14 montre la température des électrons ainsi que l'épaisseur optique Thomson en fonction du rayon. Le spectre théorique ainsi que les ajustements sont illustrés en FIGURE v.15. La FIGURE v.16 trace l'épaisseur ainsi que la température (couleur) du disque en fonction du rayon.

Regardons l'équilibre thermique du disque représentée en FIGURE v.14. Tout d'abord, on peut voir que les solutions Q et LH sont très similaires : le rayon de transition important permet la présence d'une très grande région du JED dans la solution chaude (voir section iv.2.1), avec une température très élevée $T_e \sim 5 \cdot 10^9 - 10^{10}$ K dans un régime optiquement mince $\tau_T < 1$ dans toute la région interne $r < 30$. Nous verrons en FIGURE v.15 que cela se traduit bien évidemment par des spectres très similaires. La solution HH, elle, a une structure très différente car \dot{m}_{in} est bien plus élevé. La densité dans le disque est plus importante et la solution est désormais une solution slim (voir section iv.2.3). L'épaisseur optique est maintenant de l'ordre de $\tau_T \sim 10$, pour des températures évoluant continuellement tant que l'on s'éloigne du rayon de transition, de $T_e \sim 10^7$ à $T_e \sim 10^9$ K. La forme spectrale de ces solutions sera particulière et différente des solutions Q et LH, voir FIGURE v.15. Les solutions

États	$r_J (R_g)$	$\dot{m}_{in} (L_{Edd}/c^2)$	L_{PL}/L_{tot}	$L_{tot} (\%L_{Edd})$	Γ	χ_{red}^2	$P_R (mJy)$
Q	100	0.06	1	0.11 ± 0.01	$1.9^{+0.3}_{-0.3}$	0.96	2.8
LH	50	0.4	1	0.92 ± 0.05	$1.64^{+0.04}_{-0.04}$	1.10	11.5
HH	15	2	0.98 ± 0.02	13.1 ± 0.1	$1.68^{+0.03}_{-0.02}$	1.60	20.2
HS	r_{in}	0.75	0.13 ± 0.05	4.6 ± 0.1	$2.4^{+0.3}_{-0.7}$	0.90	0
LS	r_{in}	0.45	0.2 ± 0.05	1.40 ± 0.04	$2.5^{+0.3}_{-0.6}$	1.04	0

TABLE V.2. – Caractéristiques de 5 spectres canoniques simulés. À gauche, le couple de paramètre (r_J, \dot{m}_{in}) utilisé. Au centre (4 colonnes) les résultats des fits XSPEC des spectres synthétiques. Tout à droite, le flux radio estimé à 8.6 GHz.

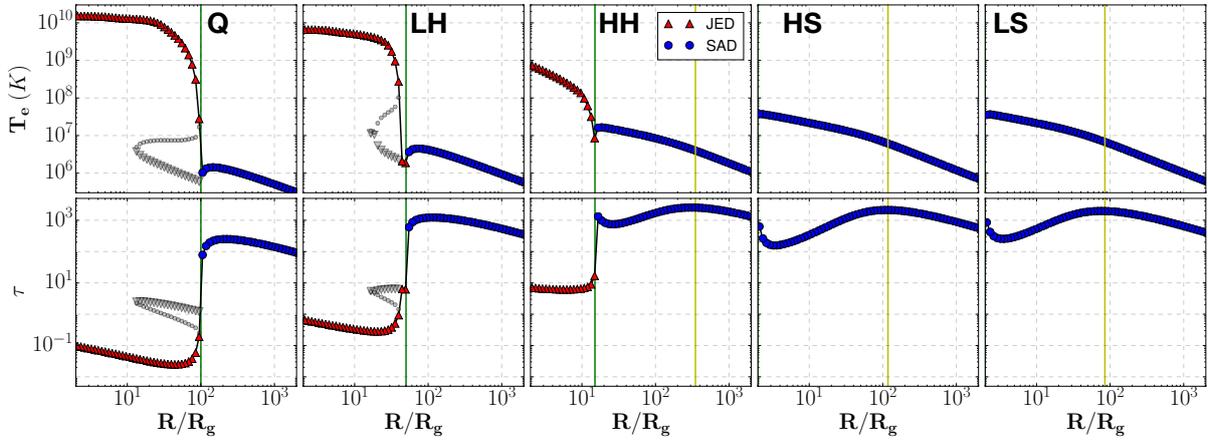


FIGURE V.14. – Température centrale des électrons et épaisseur optique Thomson des états canoniques en fonction du rayon. De gauche à droite : Q, LH, HH, HS, LS. En rouge le JED et en bleu le SAD. La ligne verticale verte symbolise la position du rayon de transition r_J , tandis que la ligne jaune symbolise la transition $P_{rad} = P_{gaz}$.

HS et LS, elles, sont encore différentes. L'absence de JED interne implique que tout le disque sera dans une solution optiquement épaisse $\tau_T \gg 1$ et à des températures faibles même dans les rayons internes $T_{e,max} \simeq 5 \cdot 10^7$. Ces solutions sont une distribution tout à fait attendue $T_{eff} \propto r^{-3/4}$ jusqu'à ce que la pression de radiation prenne une part importante dans l'équilibre thermique, expliquant les variations monotones en τ_T .

La FIGURE v.15 représente les spectres de chacun des états canoniques. Le spectre théorique dans la bande de fréquence 0.5 – 500 keV (en haut) peut être comparé au spectre simulé sous XSPEC dans la bande de fréquence 3 – 200 keV (en bas). Les spectres Q et LH (à gauche) sont très similaires. Ils sont en effet des sommes de spectres d'indices $\Gamma = 1 - 2$ s'étendant sur tout le domaine. Ils donnent donc tous deux des ajustements avec uniquement une loi de puissance d'indices $\Gamma_Q = 1.9$ et $\Gamma_{LH} = 1.64$, dont la coupure haute énergie reste indétectable ici $E_{cut} \gg 200$ keV. Ces spectres correspondent donc parfaitement aux observations, voir TABLE v.2. Le spectre HH (au centre) est plus particulier. Les solutions thermiques de ce jeu de paramètre sont optiquement épaisses $\tau_T \sim 10$, et très chaudes avec une température très dépendante du rayon $k_B T_e \sim 1 - 100$ keV. Les spectres sont donc tous très différents, et la somme de leur distribution simule une loi de puissance d'indice $\Gamma = 1.68$ ici. Les solu-

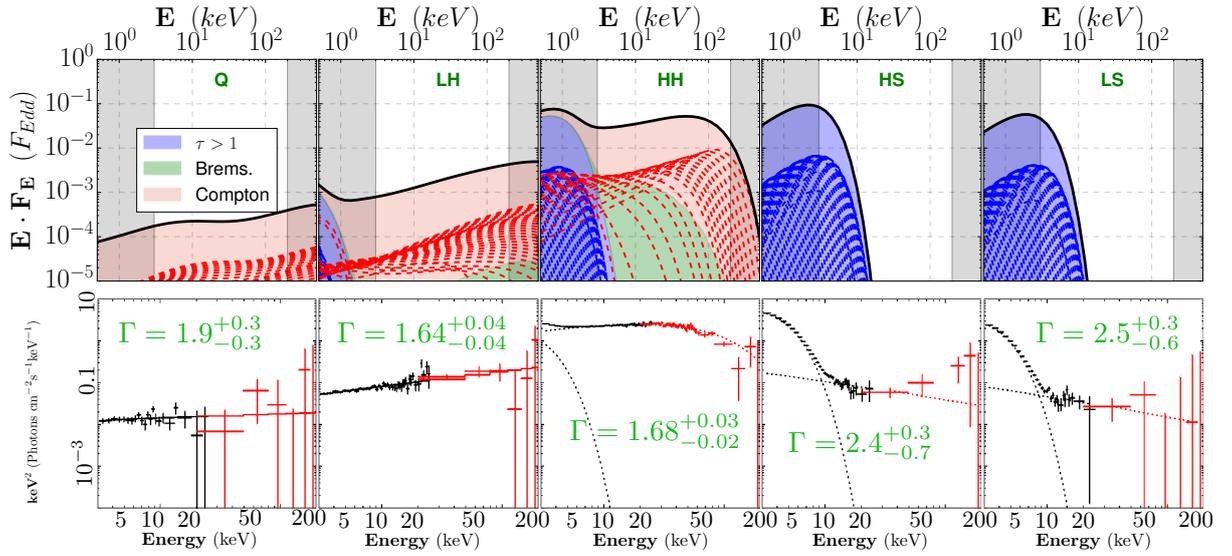


FIGURE v.15. – Spectres des états canoniques, de gauche à droite : Q, LH, HH, HS, LS. **En haut** le spectre théorique avec ses composantes¹⁴ de rayonnement de freinage (fond vert), rayonnement optiquement épais (fond bleu) et rayonnement compton (fond rouge), et spectre total (trait noir). En pointillés sont représentés les solutions dynamiques illustrées en FIGURE v.14, même code couleur. Les bandes de fréquences non-considerées sont grisées. **En bas** : les spectres bruités et ajustés sous XSPEC. En noir les données PCA et en rouge les données HEXTE. En pointillés sont représentés les composants de l’ajustement disque multi-couleur + loi de puissance, en vert sont reportés les indices spectraux de chaque loi de puissance.

tions n’étant pas optiquement minces, une coupure à haute énergie proche de la température maximale est visible, ici $E_{cut} \simeq 50$ keV. Ce spectre est donc extrêmement similaire aux observations, comme on avait pu le voir en section iv.2.3. Les spectres HS et LS (à droite) sont ceux de solutions entièrement dans l’état SAD. Ce sont donc des disques multi-couleurs, dont la température maximale est respectivement $k_B T_d = 0.5$ keV et $k_B T_d = 0.7$ keV. Comme introduit en section v.2.1, lors du passage sous XSPEC (de haut en bas), une hard-tail a été ajoutée, d’indice $\Gamma \simeq 2.5$, et produisant un flux de l’ordre de 10% du flux total, conforme aux spectres *soft* observés.

On remarque donc au final que les spectres obtenus sont totalement cohérents avec les observations que l’on désirait reproduire. Ce n’était pas une évidence, car bien que la position dans le DFLD était bien évidemment reproduite, il n’était pas garanti que l’indice spectral, ainsi que la présence ou non d’une coupure haute énergie, soient cohérents avec les observations.

Pour mieux se représenter à quoi ressembleraient de tels états canoniques, concluons ce chapitre par une jolie image. En FIGURE v.16 est représentée pour chaque état la température des électrons dans le disque (couleurs) en fonction du rayon, ainsi que l’échelle de hauteur $h(r)$ du disque.

On peut voir que la structure du disque varie énormément suivant les états. Pour les états Q et LH, le JED interne est extrêmement épais $h \simeq 5 - 10$ et chaud $T_e \sim 10^8 - 10^{10}$ K car il se trouve sur la branche chaude du JED. On imagine donc bien pourquoi le refroidissement dû au SAD interne est important à prendre en compte. L’état HH est plus mince, car le JED se

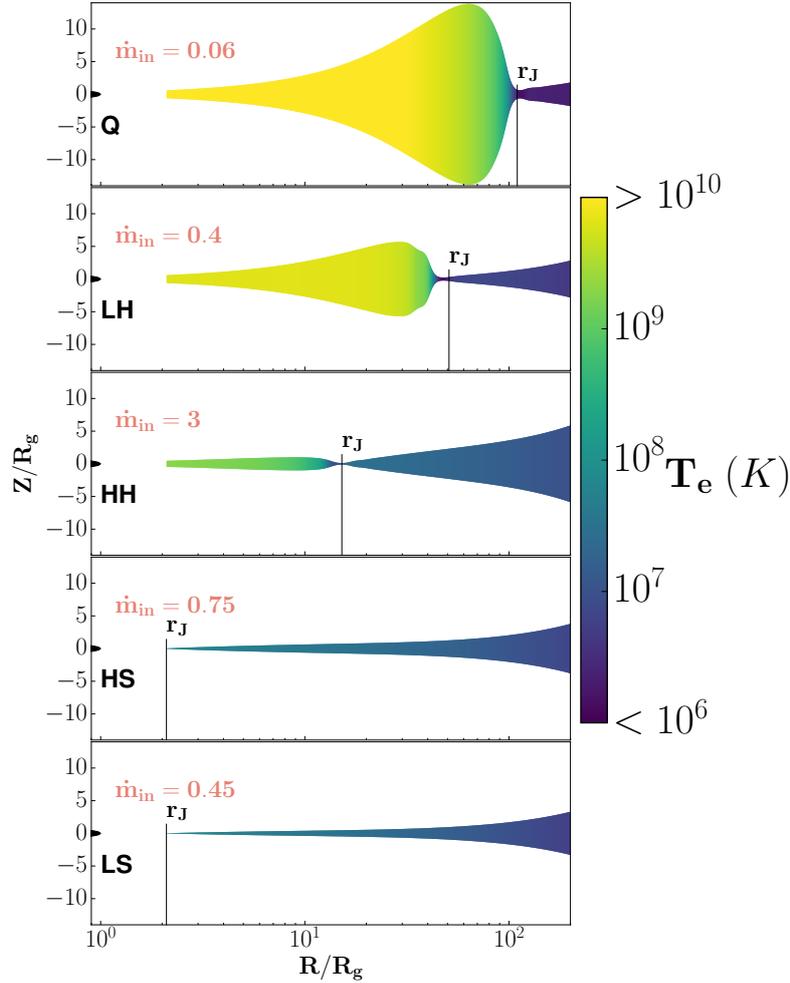


FIGURE v.16. – Température centrale des électrons (couleur) et forme du disque des états canoniques. De haut en bas : Q, LH, HH, HS, LS. Des jets produits par la zone JED ne sont pas représentés, mais sont bel et bien présents.

trouve alors sur la branche slim $h \sim 1 - 2$ et $T_e \sim 10^8 - 10^9$ K. Sa température est d'ailleurs moins chaude. Les deux états *soft* HS et LS sont, eux, des SAD extrêmement minces $h < 1$ et froids $T_e \sim 10^6 - 10^7$ K dans les régions internes.

v.4.3 Discussion

Dans ce chapitre, nous avons vérifié qu'il était possible de couvrir l'ensemble des observations dans un DFLD avec un disque hybride, ne variant que deux paramètres (r_J, \dot{m}_{in}). On a vu que la couverture de cet espace (via le DFLD) est cohérente avec les estimations de flux radio émises par les jets produits dans le disque. On a aussi vu que l'on peut aisément reproduire 5 états canoniques de l'évolution des binaires X. Ces 5 états sont représentatifs d'un cycle typique, en ce sens que tout cycle d'une binaire X se doit de suivre l'évolution suivante : Q-LH-HH-HS-LS-LH-Q. On a par ailleurs pu voir que l'illumination des photons froids externes sur le plasma chaud interne peut avoir un effet majeur sur l'équilibre thermique et le spectre d'une configuration donnée.

PREMIERS CYCLES

"... In this chapter, theory and practice are combined : nothing works and no one knows why"

Durant tous les chapitres précédents, le but a toujours été de reproduire le plus d'états possibles de l'évolution. Dans un premier temps seulement les états *hard*, puis les états intermédiaires. Tout ce raisonnement n'aurait pas vraiment d'intérêt si l'on n'était pas capable désormais de reproduire des cycles complets.

Dans cette section je présente plusieurs procédures d'ajustements dont le but est la reproduction de sursauts de GX 339 – 4, incluant les spectres X et les flux radios.

Sommaire

VI.1	GX 339 – 4	154
VI.1.1	Généralités	154
VI.1.2	Observations et ajustements en X	156
VI.1.3	Observations radio	157
VI.1.4	Le cycle de 2010 – 2011	158
VI.2	Première méthode de reproduction spectrale d'un sursaut	161
VI.2.1	Procédure de fit A	161
VI.2.2	Résultats spectraux	162
VI.2.3	Évolution dynamique : $r_J(t)$ et $\dot{m}_{in}(t)$	165
VI.3	Deuxième méthode de reproduction spectrale d'un sursaut : ajout de la radio	168
VI.3.1	Procédure de fit B	168
VI.3.2	Résultats	168
VI.3.3	Évolution dynamique : $r_J(t)$ et $\dot{m}_{in}(t)$	170
VI.4	Autres contraintes sur l'évolution	171
VI.4.1	Oscillations quasi-périodiques	171
VI.4.2	Raie du fer	174
VI.4.3	Corrélations	177
VI.4.4	Efficacité radiative des jets	178
VI.5	Résultat majeur : Évolution de r_J et \dot{m}_{in}	180
VI.5.1	Les autres sursauts de GX 339 – 4	180
VI.5.2	Tracé de r_J en fonction de \dot{m}_{in}	184
VI.5.3	Corrélation Radio - Rayons X	185
VI.5.4	r_J en fonction de \dot{m}_{in} : séparation de la radio	187
VI.5.5	Que dire de tout cela ?	188
VI.5.6	Comparaison à la littérature	188

VI.1 GX 339 – 4

Dans un premier temps, sélectionnons le cycle à reproduire. Parmi les binaires X, un objet se démarque des autres. Produisant des cycles différents tous les deux ans en moyenne (TETARENKO et al., 2016), GX 339 – 4 apparaît être le candidat le plus intéressant. Les cycles subis présentent des similarités lorsqu’ils sont représentés dans un DFLD ou un HID (DUNN et al., 2010). La multiplicité de ces cycles présente alors une vraie niche d’informations. De nombreuses données sont aussi disponibles en radio, pour lesquelles un jet compact est détecté (MIRABEL et al., 1992; WILMS et al., 1999). Cet objet présente donc toutes les informations donc nous avons besoin.

vi.1.1 Généralités

Détectée pour la première fois par MARKERT et al. (1973a), GX 339 – 4 est la première binaire X à trou noir de faible masse recensée. Dans leurs travaux, ils ont qualifié le comportement de GX 339 – 4 d’un comportement différent de toutes les sources X déjà observée :

The behavior is unlike that of any previously reported X-ray source.

À cette époque déjà, GX 339 – 4 subissait des sursauts d’un facteur 60 en luminosité. Ces variations, réparties sur une centaine de jours, montraient des spectres dans 2 états¹ différents, un état HIGH et un état LOW, accompagnés de certaines phases de non-détection, appelée OFF. À cette époque, seule l’idée d’une binaire à éclipses avait été imaginée, mais aucun phénomène périodique ne pu être mis en évidence sur des périodes allant jusqu’à 13 jours.

Par la suite, SAMIMI et al. (1979) ont montrés que GX 339 – 4, du fait de l’extrême rapidité de variation de ses spectres, était en fait un système binaire à trou noir. Depuis, le système a été contraint par plusieurs méthodes. On sait désormais que la binaire a une fonction de masse $m = 5.8 \pm 0.5$ (HYNES et al., 2003) et une période orbitale $P_{orb} = 42.1$ h (JONKER et NELEMANS, 2004), menant à une distance entre les 2 objets du système $r_{max} \sim 10^6$. Les sursauts subis par GX 339 – 4 sont encore inexplicables à ce jour.

Toutes choses rapportées, GX 339 – 4 est donc un candidat parfait pour notre modélisation : beaucoup de données, de bonnes contraintes et un disque s’étendant jusqu’à des rayons assez grands pour une résolution fiable.

Bien que GX 339 – 4 soit un objet énormément étudié, ses paramètres ne sont pas toujours bien contraints. On peut voir dans la TABLE vi.1 différentes estimations de la distance, la masse et le spin associés au système GX 339 – 4. Sur ce tableau, on voit que la distance du système est bien contrainte, de l’ordre de 8 – 9 kpc. Pour cette raison, on va fixer dans toute la suite :

$$\boxed{d^{(GX)} = 8 \text{ kpc}} \quad (\text{vi.1})$$

De la même manière, le spin du trou noir est assez bien contraint par plusieurs méthodes différentes, menant à $a \sim 0.93 - 0.97$. Le spin maximal $a = 0.97$ correspond à un rayon

1. Ces états sont les ancêtres des états que l’on appelle aujourd’hui *hard*, *soft* et *quiescents*. Un historique de ces états peut être trouvée en section vi.1.4.

	d (kpc)	m (M_{\odot})	a
HYNES et al. (2003)		≥ 5.8	
HYNES et al. (2004)	8 ± 2		
ZDZIARSKI et al. (2004)	8 ± 2		
MUÑOZ-DARIAS, CASARES et MARTÍNEZ-PAIS (2008)		≥ 6	
REIS et al. (2008)			0.935 ± 0.01
MILLER et al. (2008)			0.94 ± 0.01
LUDLAM, MILLER et CACKETT (2015)			> 0.97
GARCÍA et al. (2015)			$0.93^{+0.03}_{-0.05}$
PARKER et al. (2016)	8.4 ± 0.9	$9^{+1.6}_{-1.2}$	$0.95^{+0.02}_{-0.08}$
HEIDA et al. (2017)		$\in [2.3, 9.5]$	

TABLE vi.1. – Paramètres du système de GX 339 – 4 dans la littérature. De gauche à droite : distance du système d , masse du trou noir m et spin a .

de dernière orbite stable $r_{in} = 1.74$, tandis que le spin minimal $a = 0.93$ correspond à un rayon $r_{in} = 2.1$. Un bon compromis sera de choisir un spin $a^{(GX)} = 0.943$, donnant alors :

$$\boxed{r_{in}^{(GX)} = 2} \quad (\text{vi.2})$$

Enfin, la masse du trou noir du système n'est pas très bien connue. Certaines études suggèrent que le trou noir pourrait avoir une masse allant jusqu'à 17 masses solaires, quand d'autres limitent cette masse autour de 5 – 6 masses solaires. Ce manque d'informations est lié à l'étoile compagnon de GX 339 – 4, qui est à peine détectable. De ce fait, on a une piètre connaissance de l'inclinaison du système, bien que sa fonction de masse soit bien contrainte à $m = 5.8$. Faute de mieux, on va considérer que la masse du trou noir est égale à cette fonction de masse :

$$\boxed{m^{(GX)} = 5.8} \quad (\text{vi.3})$$

De plus, la colonne densité d'hydrogène atomique dans cette direction², responsable de l'absorption galactique, est de $N_{\text{H}} = 0.4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (DICKEY et LOCKMAN, 1990; DUNN et al., 2010). Enfin, l'inclinaison du système étant peu contrainte (HEIDA et al., 2017), on suppose que $i = 0^\circ$ dans toute la suite.

Une fois choisis les paramètres globaux de GX 339 – 4, il faut maintenant choisir quelles observations on va reproduire. Depuis sa découverte, GX 339 – 4 a subi une vingtaine de sursauts (TETARENKO et al., 2016). Ayant des collaborations avec Maïca Clavel, on va chercher à reproduire des données en rayons X qui lui sont disponibles et pour lesquelles elle a déjà effectué des ajustements spectraux (CLAVEL et al., 2016).

2. La colonne densité ne dépend pas que de paramètres extérieurs au système, et peut aussi varier au cours du temps dans un système du fait de la présence de vents par exemple. Ne se concentrant pas sur les parties absorbées ici ($< 3 \text{ keV}$), l'approximation $N_{\text{H}}(t) = N_{\text{H}}$ est légitime.

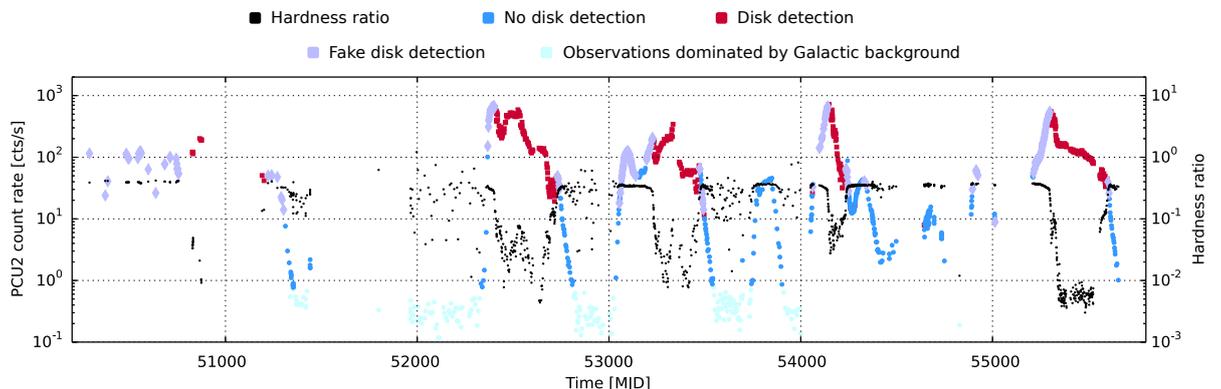
vi.1.2 Observations et ajustements en X

Dans leurs travaux, CLAVEL et al. (2016) disposait des observations de GX 339 – 4 dans la bande de fréquence 3 – 40 keV à l’aide de RXTE/PCA. Ce sont ces observations que l’on va chercher à reproduire. Ces observations sont étalées sur 16 années, de juillet 1996 à mars 2011. Dans leur étude, trois ajustements spectraux ont été testés. Chacun de ces ajustements met en jeu une composante de disque (*ezdiskbb*) et une loi de puissance sans coupure à haute énergie (*powerlaw*), similairement à ce qui est fait en section v.2.1. De plus, des composantes sont ajoutées suivant les cas pour ajuster les composantes de réflexion et la raie du Fer. Le meilleur ajustement est conservé en utilisant une méthode similaire à la nôtre, voir section 3.2 de CLAVEL et al. (2016).

On peut voir en FIGURE vi.1 leurs résultats d’ajustements spectraux.

Verticalement, sont indiqués le nombre de coups et la dureté du spectre, définie comme le rapport des flux 6 – 10 keV et 3 – 6 keV. Dans certains états, une détection de disque est qualifiée de fausse (*Fake disk detection*). C’est le cas lorsque les paramètres de disques ne sont pas physiquement réalistes, et pour lesquels CLAVEL et al. (2016) suggèrent que cette détection est un artefact de l’analyse spectrale, voir leur section 6.1. Ces états sont illustrés sur la FIGURE vi.1, et sont à associer aux non détections de disque (*No disk detection*), pour être mis en opposition à ceux pour lesquels un disque significatif est détecté (*Disk detection*). Si l’on néglige les états dominés par le rayonnement galactique de fond, on a simplement 2 états très différents durant l’évolution : les états où aucun disque n’est détecté, et ceux où un disque est bel et bien détecté.

Si l’on se concentre maintenant sur la dureté du spectre (*Hardness ratio*), on voit que les spectres sans détection de disque se trouvent sur un plateau autour d’une dureté de l’ordre de 0.3, tandis que ceux pour lesquels un disque est détecté ont des duretés aussi faibles que 0.01. On retrouve donc nos 2 états typiques des binaires X : un état *hard* dominé par le X durs, *i.e.* sous forme de loi de puissance ; un état *soft* dominé par les X mous, *i.e.* un rayonnement de corps noir autour de 1 keV.



Adapté de CLAVEL et al. (2016)

FIGURE vi.1. – Résultats des fits sur les données RXTE de GX 339 – 4 entre 1996 et 2011. Verticalement, le nombre de coups reçus en couleurs suivant le résultat du fit (voir légende) et dureté du spectre (noir).

Durant toute l'évolution, on peut alors distinguer plusieurs zones notables. Des périodes caractérisées par une très rapide augmentation du flux en rayons X (*PCU count rate*), accompagnées de longues phases (plusieurs jours) pendant lesquelles les spectres évoluent à des luminosités importantes avant de retourner dans un état calme et peu lumineux, appelé quiescent. Le cycle complet est le suivant : augmentation de la luminosité dans l'état *hard*, transition vers l'état *soft*, diminution de la luminosité, transition vers l'état *hard* tout en perdant encore de la luminosité. Ces périodes sont bien sûr des sursauts, et on en voit très clairement 4 durant cette période. On peut voir leurs dates dans la TABLE vi.2.

Années	Début (<i>MJD</i>)	Fin (<i>MJD</i>)	Nombre d'observations
2002 – 2003	52345	52796	212
2004 – 2005	53036	53548	277
2007	54052	54429	250
2010 – 2011	55208	55656	297

TABLE vi.2. – Dates et nombre d'observations X de GX 339 – 4 pour chaque sursaut entre 1996 et 2011 par la mission RXTE.

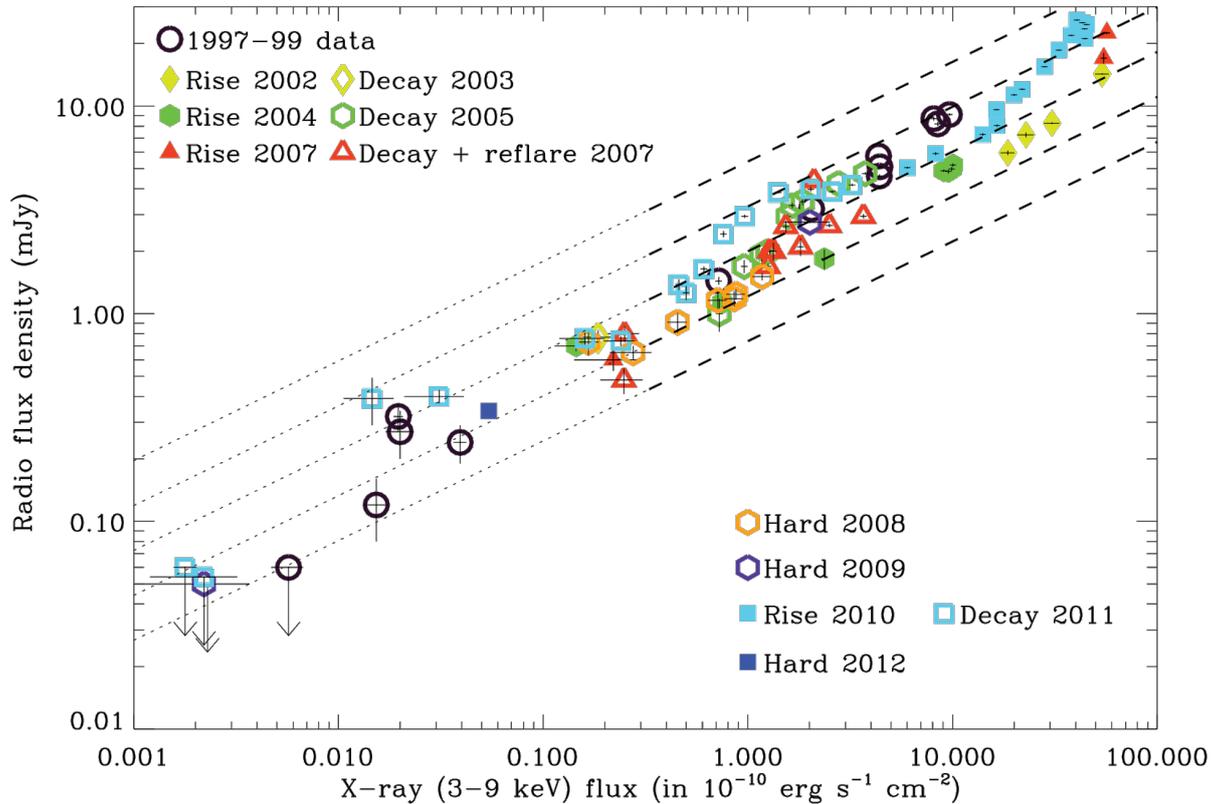
De plus, on peut noter la présence de plusieurs sursauts "ratés" pendant cette période. Ce sont des sursauts durant lesquels la luminosité X a augmenté, mais où le cycle complet n'est pas présent (*i.e.* pas de transition vers l'état *soft*). Soit parce qu'il n'a pas été effectué par l'objet, comme par exemple en 2006 (entre *MJD* 53750 et *MJD* 53950) ou en 2008 – 2009 (autour de *MJD* 54600), soit parce qu'il n'a pas été couvert par les observations, par exemple entre 1997 et 1999 (autour de *MJD* 51000).

vi.1.3 Observations radio

Au cours de l'évolution, en plus de l'émission spectrale en X, nous sommes aussi intéressés par l'évolution spectrale de la radio. En radio, le spectre est souvent assez plat et c'est surtout la luminosité totale (ou le flux) qui change. On se focalisera sur le flux à 8.6 GHz, comme déjà utilisés en section v.3.2.

Les observations étudiées par CORBEL et al. (2013) sur GX 339 – 4 sur la période 1997 – 2012 encadrent parfaitement les ajustement spectraux de CLAVEL et al. (2016) et les 4 sursauts complets définis précédemment. En FIGURE vi.2, je reprends une figure des travaux de CORBEL et al. (2013). On retrouve sur cette figure la luminosité radio en fonction de la luminosité en rayon X mouss dans les états *hard* de l'évolution. Pour chaque sursaut, les phases de croissance de la luminosité (*rise*) et de décroissance (*decay*) sont séparées. On retrouve tout de même chacun de nos 4 sursauts, respectivement 2002 – 2003 en jaune, 2004 – 2005 en vert, 2007 en rouge et 2010 – 2011 en cyan. Les sursauts ratés de 1997 à 1999 et de 2008 – 2009 sont aussi représentés, bien qu'il n'aient pas de montée et de descente claires.

Sur cette figure, on peut voir la très célèbre corrélation de CORBEL et al. (2013) pour l'objet GX 339 – 4 entre les luminosités X et radios. Mais ce qui m'importe ici, c'est la répartition de ces observations radios. Sur les 4 sursauts présentés précédemment le sursaut de 2010 – 2011 sort clairement du lot de part le nombre d'observations présentes, comme on peut le voir en TABLE vi.3. Clairement, on voit que parmi les 4 sursauts considérés, le sursaut de 2010 – 2011



Adapté de CORBEL et al. (2013)

FIGURE vi.2. – Corrélation de la luminosité radio avec la luminosité X pour les sursauts récents de GX 339 – 4. Chaque couleur montre un sursaut différent, et chaque symbole différencie la montée (rise) de la descente (decay) au cours d'un même cycle.

Années	Nombre d'observations radios	
	Phase de montée	Phase de descente
2002 – 2003	4	1
2004 – 2005	7	9
2007	2	13
2010 – 2011	20	15

TABLE vi.3. – Dates et nombre d'observations radio de GX 339 – 4 pour chaque sursaut entre 1997 et 2012 (CORBEL et al., 2013).

possède une bien meilleure répartition des observations au cours du cycle. C'est donc sur ce dernier que nous allons nous focaliser dans un premier temps.

vi.1.4 Le cycle de 2010 – 2011

Le cycle de 2010 – 2011 a déjà été utilisé à titre d'exemple en sections v.2.2 et v.3.2 pour illustrer la couverture de notre modèle sur le DFLD et les observations radios.

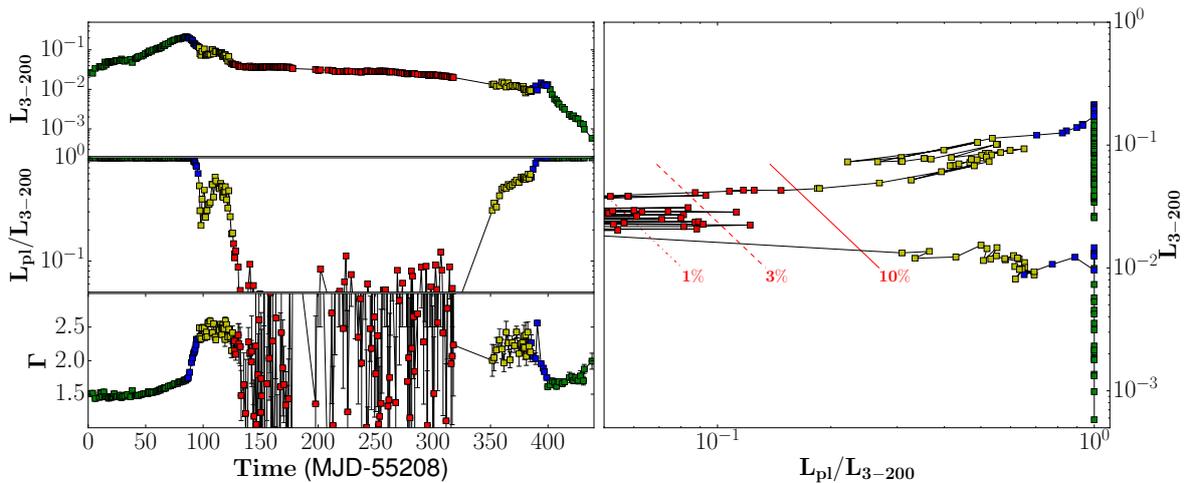


FIGURE vi.3. – Resultat des fits de CLAVEL et al. (2016) sur le sursaut de 2010 – 2011 de GX 339 – 4. De haut en bas, à gauche, le flux total dans la bande 3 – 200 keV, la fraction de loi de puissance PL_f et l'indice de la loi de puissance Γ . À droite, le DFLD dans la bande de fréquence 3 – 200 keV. Les courbes rouges symbolisent la position dans le DFLD des limites imposées par différents niveaux de hard-tail, $x_{ht} = 1, 3, 10\%$.

En FIGURE vi.3 je montre le flux L_{3-200} , la part de la loi de puissance L_{pl}/L_{3-200} et son indice, ainsi que le DFLD de GX 339 – 4. L'indice de la loi de puissance est celui issu des ajustements de CLAVEL et al. (2016), tandis que les flux L_{pl} et L_{3-200} ont été recalculés en supposant que cette loi de puissance s'étende jusqu'à 200 keV. Le DFLD, déjà présenté en FIGURE v.13, est donc calculé sur toute la bande de fréquence 3 – 200 keV. Les couleurs correspondent aux différents états que je vais définir.

Par le passé, les états canoniques de l'évolution des binaires X ont été définis différemment suivant les époques et les études.

Initialement, 2 états étaient différenciés : *high* et *low* car seule la bande de fréquence [2, 10] keV était observée. Puis, les études spectrales de NOWAK (1995) ont mené à renommer ces états avec une nomenclature plus explicite : *hard* pour les états dominés par le rayonnement X dur au delà de 100 keV, et *soft* pour les états dominés par le rayonnement X mou autour de 1 keV. Mais ces 2 états ne suffisaient pas à une description utile de l'évolution. Dans leur papier originel, REMILLARD et McCLINTOCK (2006) définissent 3 états spectraux de l'évolution : *hard* (HARD), *steep power-law* (SPL) et *thermal* (TH). L'état HARD correspond aux spectres pour lesquels la loi de puissance domine et un flux radio persistant est détecté. L'état SPL est un état durant lequel la loi de puissance est encore bien présente et contrainte, mais où un disque dominant est clairement détecté, tandis qu'aucun flux radio persistant n'est observé. L'état TH concerne des spectres dominés par la composante de disque, la loi de puissance très peu contrainte et fluctuante et aucun flux radio n'est détecté. Au cours d'un cycle, le spectre serait alors HARD, puis SPL en transitant vers le TH. Enfin, le spectre redeviendra SPL, avant de diminuer en luminosité dans l'état HARD. Le problème de cette nomenclature est que l'on passe directement d'un état HARD, durant lequel la loi de puissance domine et des jets sont clairement détectés, à un état SPL, durant lequel la composante de disque domine et les jets ne sont *a priori* pas présents.

Pour cette raison, je vais m’inspirer de HOMAN et BELLONI (2005) et NANDI et al. (2012) pour définir 4 états spectraux. Les dates sont données en référence au premier jour du sursaut de 2010 – 2011, c’est à dire $MJD\ 50208 \equiv \text{day } 0$. Les 4 états spectraux considérés sont donc les suivants, représentés en 4 couleurs différentes sur la FIGURE vi.3 :

- **État dur** (Hard ou **HARD**) : en vert sur la figure, sont les états pour lesquels aucune composante de disque n’est détectée. Ils s’étendent des états quiescents jusqu’aux états de très fortes luminosités, tant que tout le flux est dans la loi de puissance $L_{pl}/L_{3-200} = 1$ et que la loi de puissance a un indice spectral $\Gamma \lesssim 1.8$. Ils sont toujours accompagnés d’une émission radio. Pour le sursaut de 2010 – 2011, le disque est dans l’état **HARD** au début du jour 0 au jour 85 pendant la montée, puis à la fin du jour 400 au jour 438 pendant la descente.

- **État intermédiaire** (Intermediate ou **INT**) : en bleu, sont les états caractérisés par une loi de puissance dominante ($PL_f > 0.6$) et très pentue ($\Gamma \in [1.8, 2.4]$). Ces états, appelés *hard-intermediate* par NANDI et al. (2012) sont souvent accompagnés par une coupure à haute énergie $E_{cut} \sim 50 - 100$ keV (MOTTA, BELLONI et HOMAN, 2009). Ils sont aussi accompagnés d’une émission radio persistante. Dans ce sursaut, ils s’étendent entre les jours 86 à 95 dans la montée et entre les jours 385 et 398 dans la descente.

- **État de loi de puissance pentue** (Steep Power-Law ou **SPL**) : en jaune, sont caractérisés par une loi de puissance peu dominante $PL_f \in [0.2, 0.6]$ accompagnée par une loi de puissance à l’ajustement encore fiable, $\Gamma \sim 2 - 2.5$. Dans ces états, appelés *soft-intermediate* par NANDI et al. (2012), aucune luminosité radio n’est détectée. Ces états sont situés entre les jours 96 à 125 dans la montée, et 351 à 384 dans la descente.

- **État thermique** (Thermal ou **TH**) : en rouge, sont les états pour lequel le rayonnement thermique domine, *i.e.* le disque multi-couleur est dominant mais une faible loi de puissance sans coupure haute énergie est encore détectée $0 < PL_f < 0.2$, la hard-tail. Aucune luminosité radio persistante n’est détectée. Cet état dure entre les jours 126 et 317.

Bien que ces états soient définis à l’aide de 2 paramètres, PL_f et Γ , ces états ont des comportements différents. Les évolutions spectrales se produisent sur des échelles de temps très différentes, suggérant une dynamique sous-jacente différente. Cela apparait déjà dans la montée (jours 0 – 200) sur les variations de Γ , où l’on peut voir que dans l’état **HARD**, la loi de puissance a un indice peu variable. Lorsque l’on passe en état intermédiaire (jour 85), l’indice varie très vite de 1.8 à 2.4 en quelques jours. Puis, cet indice stagne durant l’état **SPL** en restant bien contraint autour de 2.5. Finalement, une fois dans l’état **TH** au jour 126, l’évolution de Γ présente des barres d’erreurs très importantes. Le même raisonnement est aussi présent dans la descente. Ce comportement très variable sera évidemment synonyme de variations dynamiques dans le disque.

Sur la droite de la FIGURE vi.3 on peut voir le DFLD final du sursaut de 2010 – 2011, sur lequel ont été rajoutés les niveaux de hard-tail des spectres synthétiques (voir FIGURES v.6 et v.7). L’utilité de la hard-tail étant de reproduire la loi de puissance lorsque celle-ci n’est pas présente dans le spectre, *i.e.* lorsque le disque est dans l’état **TH**. Il faut donc choisir un niveau de hard-tail assez élevé pour que les spectres **TH** soient nécessairement reproduits avec cette hard-tail, mais pour que les autres spectres en soient indépendants. Sur cette FIGURE vi.3, on voit bien qu’un niveau de hard-tail de 10% correspond parfaitement à ces 2 contraintes. C’est donc le niveau que l’on va choisir, qui correspond à un niveau minimum pour ce cycle.

Évidemment, la fraction de loi de puissance sera donc bloquée à cette valeur seuil minimale correspondant à 10% de hard-tail. Si l'on souhaite reproduire exactement cette observable, il faudra utiliser des niveaux de hard-tail variables, voir FIGURE vi.6.

VI.2 PREMIÈRE MÉTHODE DE REPRODUCTION SPECTRALE D'UN SURSAUT

Dans le chapitre précédent, on a montré qu'avec un grand nombre de couples (r_J, \dot{m}_{in}) il était possible de couvrir l'espace des observations en rayons X. Pour se convaincre que l'on est capable de reproduire chaque état de l'évolution, on va devoir le faire! Reprenons les mêmes simulations que celles présentées en FIGURE v.7. Pour chaque spectre observé du sursaut considéré F_ν , je vais chercher à déterminer quelle est la meilleure paire (r_J, \dot{m}_{in}) , *i.e.* la paire pour laquelle le spectre est le plus proche de celui observé. Pour ce faire, on imagine bien que la meilleure solution serait d'ajuster le spectre sous XSPEC, mais cette procédure est très chronophage. Pourquoi alors ne pas se concentrer sur les paramètres des ajustements?

La composante de disque est peu contrainte et a des températures similaires aux observations (MARCEL et al., 2018b). Seul son flux est alors réellement important. La loi de puissance, elle, se résume à 3 paramètres majeurs : son flux, son indice spectral et sa coupure haute énergie. Comme on cherche à comparer nos ajustements à ceux de CLAVEL et al. (2016), uniquement effectués dans la bande 3 – 40 keV, la coupure à haute énergie est alors vide de sens ici. Les composantes en réflexion et la raie du Fer étant absentes des spectres synthétiques, il ne reste alors que 3 paramètres au total : flux du disque L_{disk} , flux de la loi de puissance L_{pl} et indice de la loi de puissance Γ . Ou, de manière équivalente, flux total $L_{3-200} = L_{disk} + L_{pl}$, fraction de flux de la loi de puissance $PL_f = L_{pl}/L_{3-200}$ et indice de la loi de puissance Γ . Ce sont ces 3 paramètres que l'on va chercher à ajuster pour chaque observations, *i.e.* trouver le meilleur couple (r_J, \dot{m}_{in}) qui reproduit ces 3 observables.

Dans toute la suite, et même si c'est un abus de langage car on dit "ajustement" en français, je parlerai de "fit" sinon je vais devenir fou. Il y a plusieurs types de fits : les fits d'observations réelles de CLAVEL et al. (2016), les fits de spectres synthétiques que DYPLODOCUS produit et les procédures de fits A et B introduites dans la suite.

vi.2.1 Procédure de fit A

Pour ce faire, on cherche donc à minimiser la fonction suivante

$$\chi_X^2 = \frac{1}{\alpha_{flux}} \log_{10} \left(\frac{L_{3-200}}{L_{3-200}^{obs}} \right) + \frac{1}{\alpha_{PL_f}} \log_{10} \left(\frac{PL_f}{PL_f^{obs}} \right) + \frac{1}{\alpha_\Gamma} (\Gamma - \Gamma^{obs}) \quad (\text{vi.4})$$

où Γ^{obs} , L_{3-200}^{obs} et PL_f^{obs} sont les résultats des fits issus de CLAVEL et al. (2016). $\Gamma = \Gamma(r_J, \dot{m}_{in})$, $L_{3-200} = L_{3-200}(r_J, \dot{m}_{in})$ et $PL_f = PL_f(r_J, \dot{m}_{in})$ sont les fits spectraux du spectre synthétique associé au couple (r_J, \dot{m}_{in}) . Et les paramètres α_{flux} , α_{PL_f} et α_Γ sont des poids de normalisation servant à modifier l'importance relative de chaque observable.

Pour des raisons empiriques, les poids à donner au flux total et à la fraction de loi de puissance sont fixés à des valeurs constantes $\alpha_{flux} = \alpha_{PL_f} = 1$. Par contre, le poids de l'indice spectral ne peut pas être une valeur constante. On a vu que dans les états TH la valeur de l'indice spectral n'est pas du tout fiable, tandis que dans les états HARD, ce paramètre doit

nécessairement être reproduit. Pour cette raison, une fonction $\alpha_\Gamma = 2 - 6\log_{10}(PL_f)$ a fait ses preuves. Lorsque seule la loi de puissance est présente dans le fit, on a $\alpha_\Gamma = 2$ et l'indice spectral est important. Par contre, lorsque la loi de puissance n'est plus une priorité dans le fit, par exemple dans les cas extrêmes $PL_f = 0.1$ ici (car hard-tail de 10%), on a alors $\alpha_\Gamma = 8$ et l'indice spectral est 4 fois moins important que dans les états dominés par la loi de puissance !

vi.2.2 Résultats spectraux

Les résultats du fit sur chaque spectre sont montrés en FIGURE vi.4.

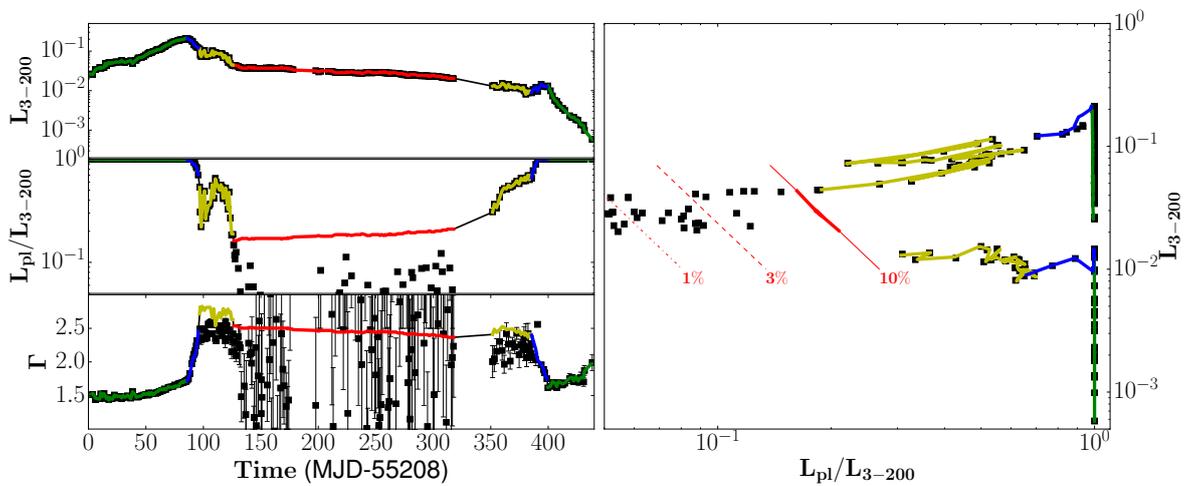


FIGURE vi.4. – Resultat de mes fits avec la procédure A (couleurs), superposé aux fits de CLAVEL et al. (2016) (noir) sur le sursaut de 2010 – 2011 de GX 339 – 4. De haut en bas, à gauche, le flux total dans la bande 3 – 200 keV, la fraction de loi de puissance PL_f et l'indice de la loi de puissance Γ . À droite, le DFLD dans la bande de fréquence 3 – 200 keV. Les courbes rouges symbolisent la position dans le DFLD des limites imposées par différents niveaux de hard-tail, $x_{ht} = 1, 3, 10\%$.

Sur cette figure, on peut voir les fits des observations en carrés noirs, ainsi que les résultats de la minimisation du χ^2_X en couleurs en utilisant le même code couleur qu'en FIGURE vi.3. Le fit global est extrêmement bon, tant chacun des 4 panneaux de la figure a l'air de reproduire les observations ! On savait déjà grâce au chapitre précédent que chaque position dans le DFLD était reproductible avec un couple (r_J, \dot{m}_{in}) , i.e. les valeurs de L_{3-200} et L_{pl}/L_{3-200} . Dans les fits, le flux X est extrêmement bien reproduit tout au long de l'évolution, tandis que la part de la loi de puissance montre quelques légers décalages que l'on va discuter plus tard. En revanche, il n'était pas clair du tout que cet ajustement global puisse se faire en prenant en compte l'indice spectral. C'est donc extrêmement positif. On remarque tout de même plusieurs choses sur ces fits.

La part de la loi de puissance $PL_f = L_{pl}/L_{3-200}$ semble très bien reproduire les observations à 2 portions près.

D'abord, dans l'état INT de la montée (bleu), entre les jours 85 – 90, il semble que la fraction de la loi de puissance soit légèrement inférieure aux observations. C'est notable surtout sur

le DFLD, où on peut voir que la courbe bleue est légèrement à gauche des points. Dans ces états, une très faible composante de disque est détectée du fait de la construction de la solution slim dans ces états, cf état **HH** en section v.4. Cette faible composante de disque représente environ 1 à 2% du flux total. La présence d'une composante de disque dans ces états est une question ouverte (TOMSICK et al., 2008), et plusieurs fits spectraux d'observations différents ont nécessité l'ajout de composantes de disques dans des états **HARD** (NANDI et al., 2012; CLAVEL et al., 2016). Ces détections de disque ont été qualifiées de *Fake disk detection* du fait de leur température très élevée. Ces fits nécessitent en effet des températures de disque supérieures à $k_B T_d = 1$ keV, allant même jusqu'à 2 – 3 keV parfois. Comme de telles températures de disques épais n'apparaissent pas "physiques", elles ont été retirées du fit.

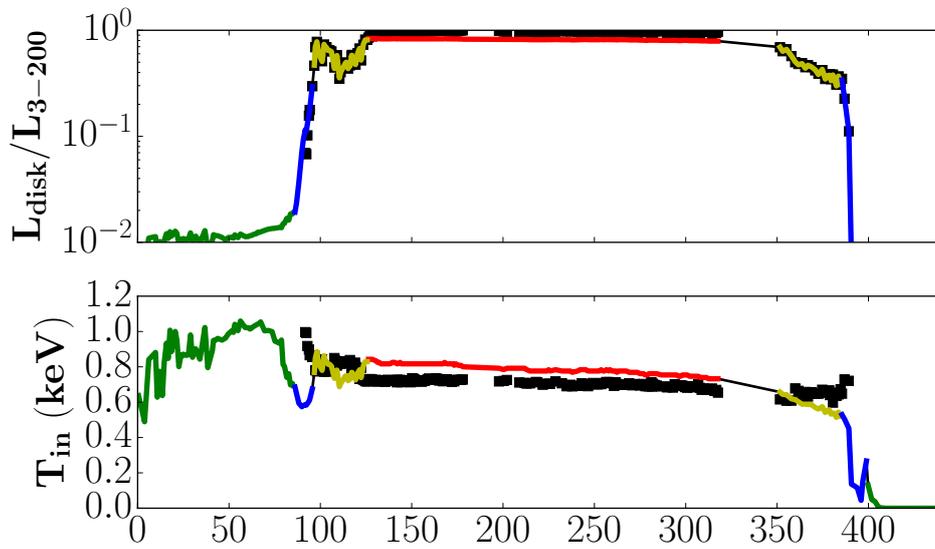


FIGURE vi.5. – Fraction de luminosité du disque (haut) et température du disque multi-couleur en fonction du temps. En noir, les résultats de CLAVEL et al. (2016), en couleurs les fits de la procédure A.

Dans notre cas, on peut voir en FIGURE vi.5 la fraction de flux du disque, *i.e.* $(1 - PL_f)$, et la température de la composante de disque lorsqu'elle est présente dans le fit de CLAVEL et al. (2016). Dans les états où le disque est notablement détecté, *i.e.* pour certains états **INT** et tous les états **TH** et **SPL**, on voit que le meilleur couple (r_J, \dot{m}_{in}) produit bien une température de disque en accord avec les fits spectraux. Dans les états non dominés par la composante de disque, c'est moins clair. C'est notamment observé dans les états **HARD** de la phase montante (jours 0 à 90, en vert) où une composante de disque est présente dans le fit du spectre synthétique à quelques pourcents du flux observé. Dans ce cas, une température de disque de l'ordre de $k_B T_{in} \sim 0.8 - 1$ keV est nécessaire au fit. De la même manière, une composante bien plus faible en température $k_B T_{in} \sim 0.2$ keV est nécessaire au fit des spectres synthétiques des états **INT** de la descente (jours 390 à 400, en bleu). En théorie donc, ces composantes spectrales de disques sont bien présentes dans les fits. Mais l'absence de composantes en réflexion dans mes spectres synthétiques impose que le fit des spectres dominés par la loi de puissance ne peut se faire qu'avec cette composante seule, alors qu'en réalité peu de spectres sont ajustables avec seulement une loi de puissance. On peut donc très bien imaginer que cette petite composante de disque est en réalité un artefact du fit, résultat d'une précision

très importante.

Ensuite, on observe dans les états **TH** que la part de la loi de puissance est bien supérieure pour les fits de spectres synthétiques que pour les observations. C'est bien évidemment dû au choix de la hard-tail, qui est responsable de la transition entre les états **TH** et **SPL**. Naturellement, une modification du niveau de cette hard-tail permettrait de mieux reproduire la fraction de loi de puissance associée. Une grossière approximation nous permet d'estimer³ que la part que doit prendre la hard-tail pour reproduire un état est environ $x_{ht} \sim L_{pl}/L_{3-200}$. On peut alors avoir une estimation de ce que serait l'évolution de la part de la hard-tail au cours du sursaut présenté ici.

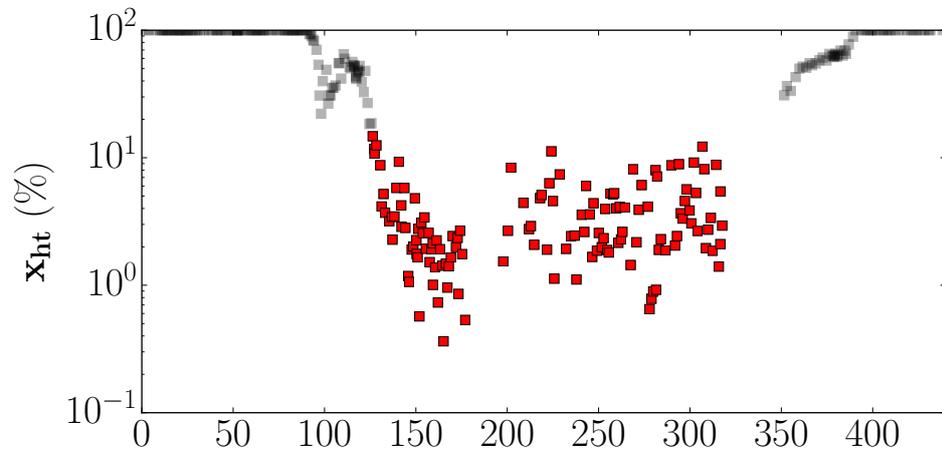


FIGURE vi.6. – Estimation du niveau de hard-tail nécessaire à l'évolution. En rouge lorsque la hard-tail est nécessaire, en noir lorsqu'elle ne l'est pas.

Je présente une telle estimation en FIGURE vi.6. Sur cette figure, on voit très clairement que le niveau de la hard-tail doit varier entre 1 et 10% au cours de l'évolution de l'état **TH**. En outre, comme cette hard-tail est *ad hoc* dans notre modèle, sa reproduction serait donc faite simplement en faisant varier le paramètre x_{ht} au cours de l'évolution, n'apportant pas de réelle contrainte physique à notre modèle. Pour cette raison, on ne cherchera pas à reproduire ces états et on se contentera de l'évolution présentée en FIGURE vi.4, bien que l'étude d'une telle physique puisse s'avérer intéressante. Des questions sur l'origine de cette composante, son évolution et sa possible disparition restent ouvertes.

L'évolution de l'indice spectral des fits synthétiques, présentée en bas à gauche de la FIGURE vi.4, présente quelques notables différences avec les fits de CLAVEL et al. (2016). Évidemment, il n'est pas utile de discuter du fit de l'indice spectral des états **TH**, puisque le fit est fait sur la hard-tail, voir plus haut. En revanche, bien que les fits des spectres **HARD** et **INT** soient excellents, on observe une légère surestimation de l'indice spectral dans les états **SPL**. Cette surestimation, de l'ordre de 0.2 du facteur Γ peut s'expliquer de plusieurs manières. D'abord, la simplicité du modèle ne doit pas être oubliée. Une erreur de 0.2 est largement acceptable dans notre paradigme. Ensuite, ce pourrait très bien être un effet de la variation de ω , la part du refroidissement du SAD qui entre dans le JED, car on verra dans la suite

3. On peut d'ailleurs observer sur la FIGURE vi.3 que cette estimation est une surestimation du niveau de hard-tail nécessaire.

que ces états correspondent à des r_J aux valeurs particulières par rapport aux autres états. Enfin, ces états étant ceux pour lesquels une réflexion très importante est observée, il est légitime de penser que la prise en compte de cette réflexion pourrait affecter l'indice de la loi de puissance dans les observations⁴, voir publication à venir.

vi.2.3 Évolution dynamique : $r_J(t)$ et $\dot{m}_{in}(t)$

Tous ces fits sont bien intéressants, mais tout ce qu'on a produit ici est fait dans un seul et unique but : connaître à chaque instant l'état dynamique du disque, *i.e.* connaître les paramètres (r_J, \dot{m}_{in}) permettant la meilleure reproduction des spectres. C'est ce qui est montré en FIGURE vi.7.

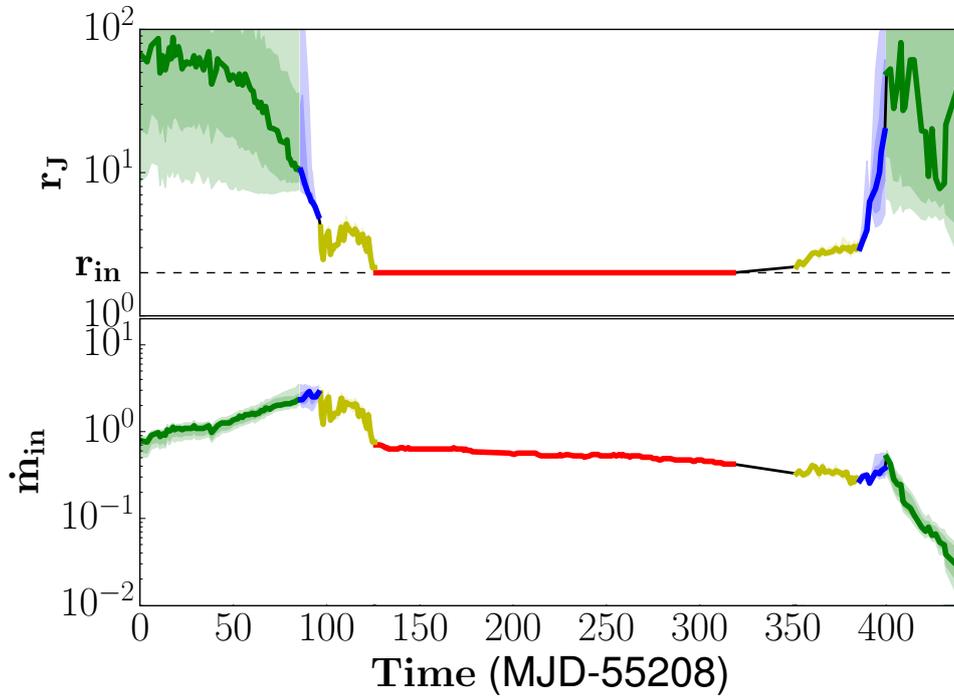
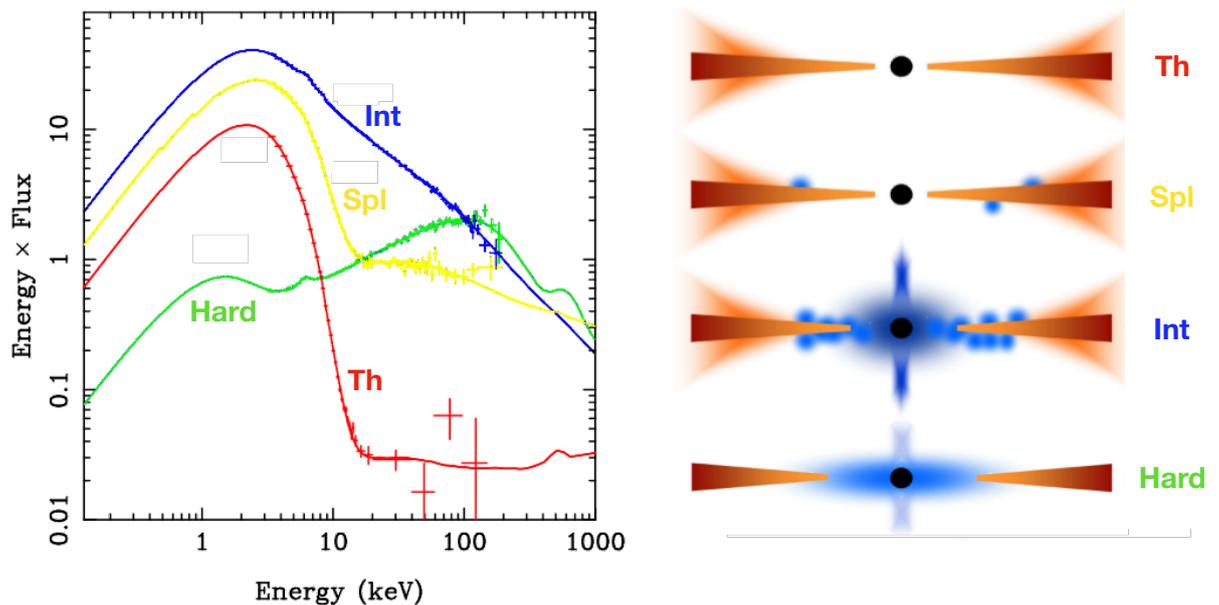


FIGURE vi.7. – Évolution temporelle de r_J et \dot{m}_{in} durant le sursaut de 2010 – 2011 de GX 339 – 4 suivant la procédure A. Chaque couleur correspond à un état différent (voir texte). En trait plein, la paire (r_J, \dot{m}_{in}) donnant le meilleur χ^2 . En transparence, deux zones correspondant aux χ^2 respectivement 5% et 10% moins bons que le meilleur χ^2 .

Sur cette figure, regardons les évolutions de r_J et de \dot{m}_{in} . En trait plein sont représentés les paramètres (r_J, \dot{m}_{in}) donnant le meilleur $\chi^2_X = \chi^2_{best}$ (voir équation vi.4). Les zones transparentes correspondent aux valeurs pour lesquelles le χ^2_X est 5% et 10% moins bon, *i.e.* $\chi^2_X < 1.05\chi^2_{best}$ et $\chi^2_X < 1.10\chi^2_{best}$ respectivement. Bien que ces zones soient calculées durant toute l'évolution, on voit surtout leur présence pour le rayon de transition lors des états **HARD**. C'est donc une zone pour laquelle on a encore une liberté certaine, puisque tout ajustement dans cette zone colorée est bon. On reviendra plus tard sur ce point.

4. Oui, je suis un peu en train de dire que les "observations" sont biaisées. Ou du moins qu'une procédure de fit pourrait ne pas parfaitement séparer les composantes de loi de puissance et de réflexion.

Globalement, on observe que l'évolution est totalement en accord avec la vision globale de l'évolution d'un sursaut (voir par exemple ESIN, MCCLINTOCK et NARAYAN, 1997; FERREIRA et al., 2006; DONE, GIERLIŃSKI et KUBOTA, 2007; NARAYAN et MCCLINTOCK, 2008; KYLAFIS et BELLONI, 2015). Naturellement, le taux d'accrétion dans le disque est lié à la luminosité totale du disque, et donc au flux du spectre. On observe bien que la courbe d'évolution du taux d'accrétion est proche de la luminosité globale du disque (FIGURE vi.3 en haut à gauche). Afin de se souvenir de l'évolution du rayon de transition, ou de l'équivalent dans les modèles, est représenté en FIGURE vi.8 un schéma de l'évolution d'un sursaut telle que la voyait DONE, GIERLIŃSKI et KUBOTA (2007).



Adapté de DONE, GIERLIŃSKI et KUBOTA (2007)

FIGURE vi.8. – Rappel sur le scénario proposé par ESIN, MCCLINTOCK et NARAYAN (1997). À gauche, des spectres typiques de chacun des 4 états. À droite, la forme supposée du disque permettant la reproduction de ce spectre; en bleu, la *couronne* chaude et en marron/rouge le disque froid et optiquement épais.

Sur ce schéma, on peut voir une illustration des 4 états différents traversés lors de l'évolution des binaires X tels qu'ils étaient imaginés en 2007. L'état **HARD** était caractérisé par une très grande extension de la *couronne* interne, *i.e.* un très grand $r_J \gg r_{in}$. Puis, dans l'état **INT**, le rayon de transition avait diminué et la *couronne* prenait moins de place dans les parties internes. Pour une *couronne* à l'extension encore plus petite, $r_J \gtrsim r_{in}$, le spectre du disque était maintenant dans l'état **SPL**. Enfin, une fois la *couronne* interne disparue, *i.e.* $r_J = r_{in}$, le spectre était désormais dans l'état **TH**. Cette classification est celle que l'on retrouve dans notre paradigme :

- **État HARD** : bien que le rayon de transition soit peu contraint, il semble que des valeurs telles que $r_J \in [20, 100]$ soient les plus adaptées. Le JED domine toute l'énergie du disque.
- **État INT** : le rayon de transition a diminué très rapidement, de $r_J = 10$ à $r_J = 4 = 2r_{in}$ en quelques jours seulement. Le JED a maintenant une extension très petite.
- **État SPL** : le rayon de transition est maintenant de l'ordre du rayon interne, $r_J \in [2, 4] \gtrsim r_{in}$. Le JED a une extension très limitée dans le disque.

- **État Th** : le rayon de transition est confondu avec le rayon interne du disque, $r_J = r_{in}$. Le JED n'a plus d'extension.

Mais une des forces et caractéristiques de notre modélisation est que le JED est directement lié aux jets produits. De fait, il est aussi lié à la luminosité de ces jets et, comme on l'a déjà expliqué en section v.3.2, la luminosité radio (8.6 GHz), est donnée par :

$$F_R = \tilde{f}_R \dot{m}_{in}^{17/12} r_J (r_J - r_{in})^{5/6} F_{Edd} \quad (\text{vi.5})$$

où $F_{Edd} = L_{Edd}/4\pi D^2$ et \tilde{f}_R est le facteur de renormalisation, choisi tel que $\tilde{f}_R = 3 \cdot 10^{-11}$ ici.

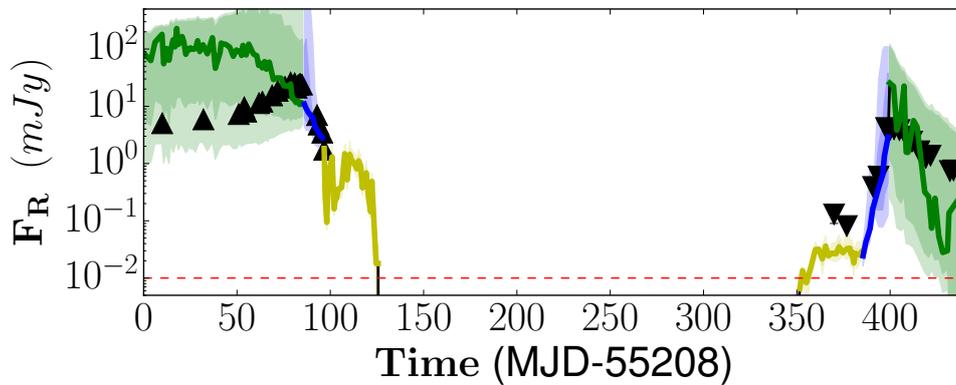


FIGURE vi.9. – Estimation de la luminosité radio de la procédure A (en couleurs) superposée sur les observations (CORBEL et al., 2013) du sursaut de GX 339 – 4 en 2010 – 2011 (en noir). Les triangles vers le haut symbolisent la montée, et les triangles vers le bas la descente. Comme pour la FIGURE vi.4, les zones colorées correspondent aux $\chi^2 = 5\%$ et 10% moins bons.

À l'aide de cette estimation, on peut voir en FIGURE vi.9 le flux radio associé au système à chaque instant. En noir les observations⁵ de CORBEL et al. (2013) et en couleurs les estimations du modèle. La position verticale est, bien sûr, liée au facteur de normalisation \tilde{f}_R .

On peut voir que, même si certaines portions présentent des différences notables allant jusqu'à 1 ordre de grandeur, l'évolution globale est en accord avec les observations et l'extinction ainsi que la réapparition du flux radio semblent bien correspondre. L'immense majorité des observations radios se trouve dans les barres d'erreurs à 5 et 10% du fit, ce qui est remarquable. Une telle cohérence entre les estimations et les observations était espérée, mais en aucun cas attendue !

Par ailleurs, ces observations radios ayant de faibles barres d'erreurs, on pourrait imaginer s'en servir pour mieux contraindre la dynamique. C'est à dire utiliser les flux radios dans les fits afin de contraindre d'autant plus le rayon de transition, dont on a vu en FIGURE vi.7 que l'on avait de nombreuses valeurs possibles dans l'état **HARD** (en vert).

5. Remerciements particuliers à Alan Loh, doctorant de Stéphane Corbel à l'époque, pour m'avoir fourni ces observations.

VI.3 DEUXIÈME MÉTHODE DE REPRODUCTION SPECTRALE D'UN SURSAUT : AJOUT DE LA RADIO

vi.3.1 Procédure de fit B

Reprenons donc le raisonnement précédent en rajoutant les observations radio dans le fit. On cherche maintenant à minimiser le χ^2 suivant :

$$\chi_{X+R}^2 = \chi_X^2 + \frac{1}{\alpha_R} \log_{10} \left(\frac{F_R}{F_R^{obs}} \right) \quad (\text{vi.6})$$

où $F_R = F_R(r_j, \dot{m}_{in})$ est le flux radio estimé, F_R^{obs} le flux observé, et α_R est le poids donné à ces observations. Pour des raisons empiriques, après de multiples tests, $\alpha_R = 5$ a été choisi.

Cependant, l'ajout de la radio apporte de nouveaux problèmes. D'abord, sur l'ensemble des 450 jours du sursaut, très peu d'observations radio ont été effectuées durant toutes les phases **SPL** et **TH**. Dans ces cas là, on minimisera donc χ_X^2 et pas χ_{X+R}^2 , voir équation (vi.4). Ensuite, les observations radio ne correspondent pas toujours aux dates des observations X. Estimer la radio à chaque instant n'est donc pas évident. On pourrait par exemple utiliser la corrélation universelle de CORBEL et al. (2013), *i.e.* $F_R \propto L_{3-9 \text{ keV}}^{0.62}$, mais on préférera l'utiliser comme confirmation de notre modèle. On dispose donc de 35 observations radio sur un total d'environ 150 jours (HARD et INT). Dans ces états là, la forte densité en observations radios nous permettra d'interpoler entre les points pour obtenir une estimation du flux.

En FIGURE vi.10 sont présentées à la fois les observations de CORBEL et al. (2013) et les interpolations effectuées dessus. En rouge, les dates auxquelles des observations X et des observations radios correspondent assez bien pour permettre une interpolation de ces dernières. Dans la montée par exemple, entre les jours 90 et 100, 4 observations radios ont été effectuées montrant une décroissance du flux radio. Mais l'isolation de ces points, *i.e.* pas de points avant et après, ainsi que le faible espacement entre ces 4 observations ne nous permet pas une estimation fiable de la luminosité. Ces points sont donc ignorés. Même chose lors de la descente, et donc lors de la réapparition de la radio, où seulement 2 points sont présents autour des jours 360 à 370. Au final, du jour 86 au jour 385 aucun flux radio ne sera utilisé dans les ajustements.

Enfin, la procédure de fit B présentée est effectuée sans contrainte globale. C'est à dire que chaque observation du jour j est indépendante de celle des jours $j - 1$ et $j + 1$. Mais les flux radios ont tous en commun un facteur de renormalisation \tilde{f}_R , pour peu qu'on suppose que les processus d'émission sont les mêmes au cours de l'évolution. Il faudrait donc choisir un facteur global pour toutes les observations avant de procéder à la résolution, qui soit *a priori* le même \tilde{f}_R pour toutes les observations au cours de l'évolution. La résolution se fait donc en optimisant ce facteur. L'optimisation donne $\tilde{f}_R = 4.46 \cdot 10^{-11}$ comme valeur commune à toute l'évolution.

vi.3.2 Résultats

En utilisant à la fois les observations en X et en radio dans le fit, on obtient les résultats illustrés en FIGURE vi.11.

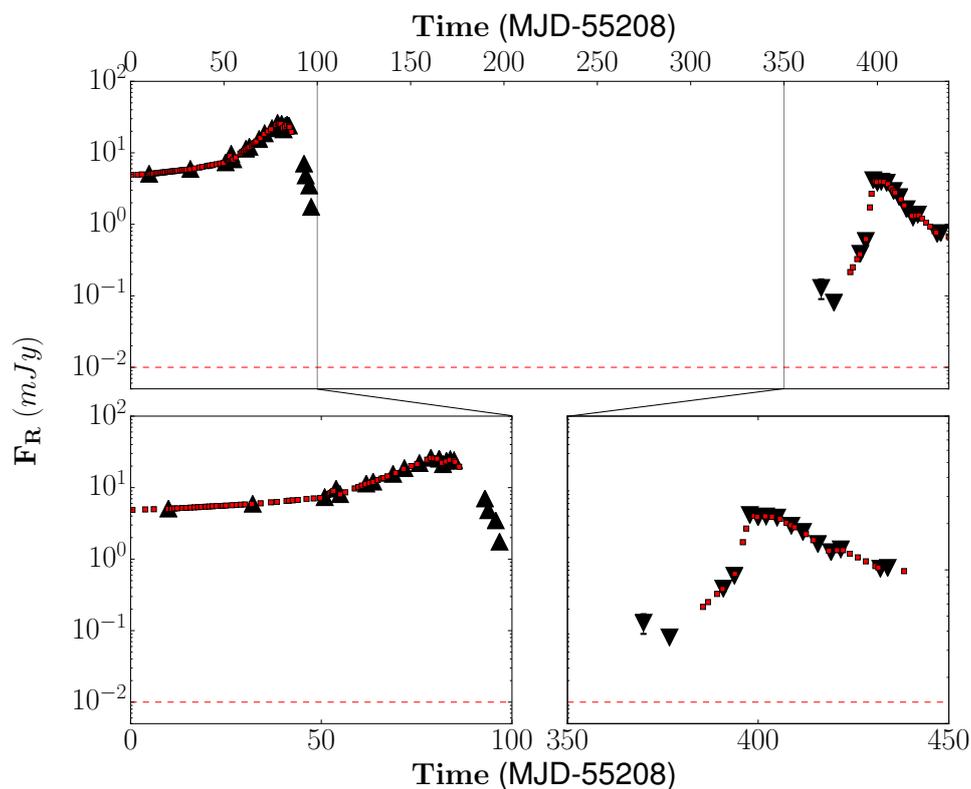


FIGURE vi.10. – Interpolation des luminosités radios (rouge) sur les observations (noir) de CORBEL et al. (2013) dans les états **HARD** et **INT** lorsque possible. En haut, le sursaut entier. En bas, seulement les parties associées à l'émission attribuée à des jets persistants. Notez que seule une fraction de ces observations est utilisée dans le fit, voir texte.

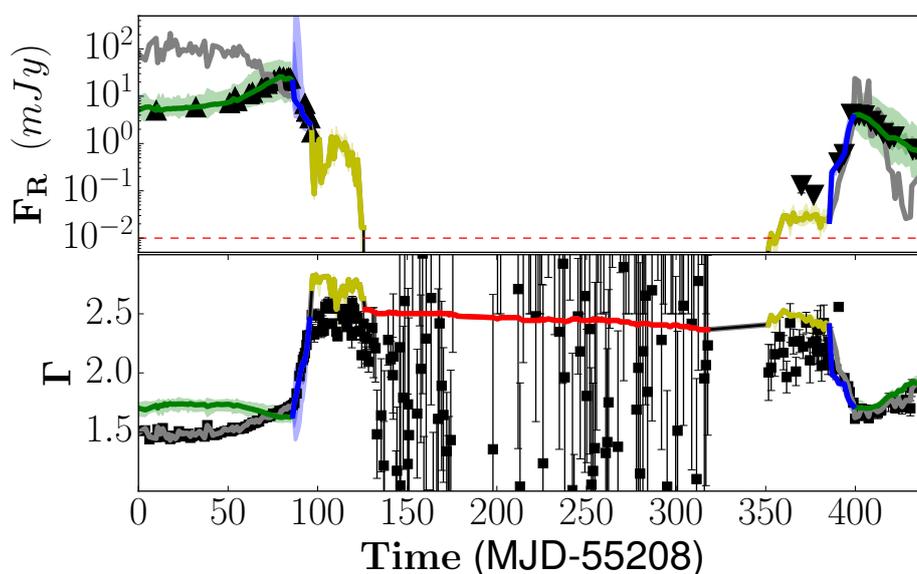


FIGURE vi.11. – Evolution temporelle du flux radio (haut) et de l'indice spectral (bas). En gris les résultats de la procédure A, en couleurs les résultats de la procédure B et en noir les observations (CORBEL et al., 2013; CLAVEL et al., 2016).

Sur cette figure, sont montrés uniquement les observations radios (en haut) et de l'indice de la loi de puissance (en bas) car ce sont les 2 seuls paramètres spectraux modifiés. Le flux et la fraction de loi de puissance étant restés des priorités dans le fit ($\alpha_{flux} = \alpha_{PL_F} = 1$). En outre, on observe plusieurs choses sur cette figure.

D'abord, on peut se réjouir de l'excellente reproduction du flux radio tout le long de l'évolution. Dans la montée et la descente, les états **HARD** et **INT** sont parfaitement reproduits. De plus, on retrouve toujours une absence totale de flux radio dans les états **TH**, bien en accord avec les observations. Le plateau en flux observé autour de 0.1 mJy dans la phase de retour dans l'état **INT**, *i.e.* pendant les jours 350 à 380, semble extrêmement bien reproduit lorsque observé! Une des inquiétudes restantes concerne la phase de transition à haute luminosité, dans les états **SPL**. Durant cette phase, notre modèle semble prédire un important flux radio de l'ordre de 0.1 mJy pendant les ~ 30 jours de l'état **SPL**. Or, aucun flux radio persistant n'a été observé pendant cette phase. Plusieurs explosions de luminosité (flares) ont été détectés, mais il est difficile de dire s'ils sont bien liés à la production de jets à proprement parler. Cet aspect sera discuté en section [vi.3.3](#).

vi.3.3 Évolution dynamique : $r_J(t)$ et $\dot{m}_{in}(t)$

Dynamiquement parlant, l'évolution durant le sursaut est légèrement modifiée par l'inclusion de la radio dans le fit. L'évolution est peu détaillée ici, et sera développée en section [vi.5](#).

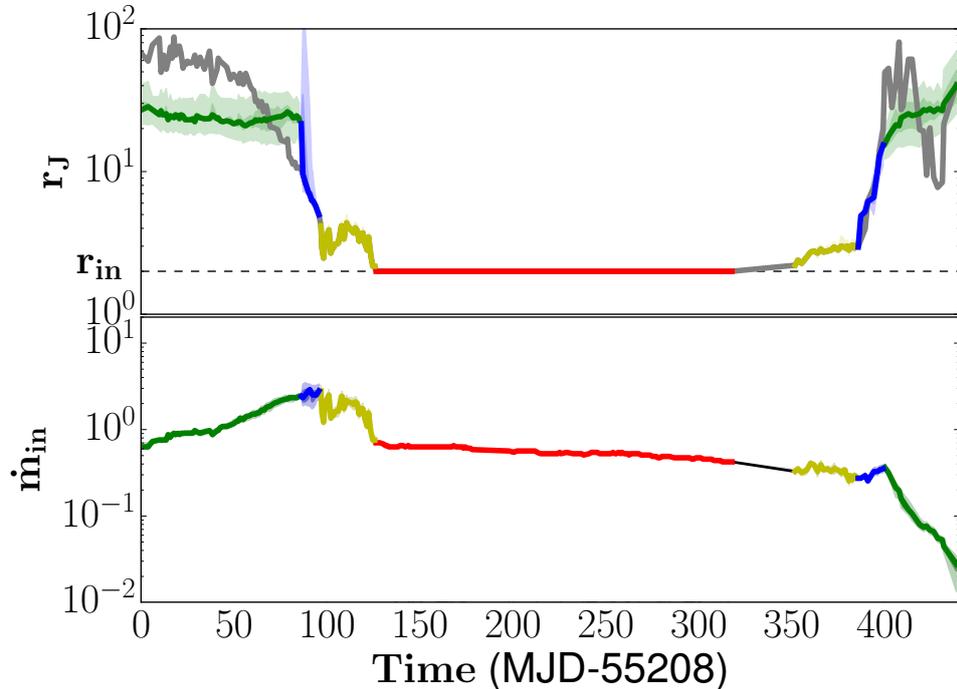


FIGURE vi.12. – Évolution temporelle de r_J et \dot{m}_{in} durant le sursaut de 2010 – 2011 de GX 339 – 4 suivant la procédure B. En gris, les résultats précédents de la procédure A. Chaque couleur correspond à un état différent (voir texte). En trait plein, la paire (r_J, \dot{m}_{in}) donnant le meilleur χ^2 . En transparents, deux zones correspondant aux χ^2 respectivement 5% et 10% moins bons que le meilleur χ^2 .

En FIGURE vi.12 est représentée l'évolution des deux paramètres du disque, *i.e.* r_J et \dot{m}_{in} . En gris, l'évolution dans le cas de fits n'incluant pas la radio et en couleur les fits incluant cette nouvelle composante. C'est donc l'évolution colorée qui présente un excellent compromis entre les observations radio et le spectre en X.

Tout d'abord, comme déjà discuté plus tôt, l'évolution du taux d'accrétion est exactement celle attendue. Le taux d'accrétion augmente pendant la phase d'augmentation de la luminosité X, puis diminue lentement dans sa phase de descente. On peut en outre noter que le taux d'accrétion diminue extrêmement lentement pendant tout l'état TH, et augmente très légèrement lors de la transition *soft-hard*, *i.e.* dans les états INT de faible luminosité. On discutera ce point plus tard en section vi.5.

Par ailleurs, l'évolution de r_J étant maintenant contrainte dans l'état HARD par les données radio, on peut en discuter l'évolution. Initialement, on a donc un rayon de transition élevé, de l'ordre de $r_J \sim 20 - 30$. Puis, pour une raison encore inconnue, le rayon de transition diminue brusquement pour engendrer une transition dans l'état INT en quelques jours seulement. Puis, le rayon de transition atteint des tailles très proches du rayon interne dans l'état SPL, $r_J = 3 - 4 = 1.5 - 2r_{in}$. Durant une trentaine de jours, ce rayon va osciller autour de ces valeurs. Pendant cette période, le flux radio persistant n'est plus détecté, mais des flares le sont encore. On pourrait alors imaginer que la zone éjectante est trop petite (radialement) pour produire des éjections puissantes, menant alors à ces flares ou à une absence totale d'éjection. Une fois cette portion terminée, le rayon de transition atteint le rayon interne : le JED n'a plus d'extension radiale. Plus tard, le rayon de transition va réaugmenter lentement pour recréer un JED dans les régions internes. Bien que la destruction du JED se soit passée de manière assez violente (oscillations), on observe au contraire une création du JED (par augmentation du rayon interne) se produisant très lentement et de manière progressive. Enfin, le rayon de transition varie encore rapidement durant l'état INT, comme lors de la première transition, avant de rejoindre des niveaux élevés $r_J \sim 20 - 50$.

VI.4 AUTRES CONTRAINTES SUR L'ÉVOLUTION

Dans cette section, je présente plusieurs contraintes supplémentaires totalement indépendantes, permettant peut-être de falsifier le modèle. Dans un premier temps, les contraintes sur le timing, puis sur les composantes en réflexion, sur l'efficacité radiative des jets et les corrélations.

vi.4.1 Oscillations quasi-périodiques

Les processus à l'origine de la production d'oscillations quasi-périodiques (QPO dans la suite) dans les spectres restent totalement inconnus. Ces oscillations vont de quelques Hz à des dizaines voire centaines de Hz. Les plus communément observées étant les oscillations basses fréquences, appelées LFQPO, typiquement autour de $\nu_{QPO} \sim 1 - 10$ Hz. Plusieurs idées pour expliquer leur origine sont étudiées, et sont souvent liées à un rayon de transition ou de troncation dans le disque.

Afin de lier la production de LFQPO à notre modèle dynamique on va donc utiliser le rayon de transition. La fréquence naturelle à associer à un rayon est la fréquence Keplerienne⁶, lié à la vitesse de rotation Ω_K . On a alors :

$$\nu_K(r_J) = \frac{\Omega_K(R_J)}{2\pi} = 5.5 \times 10^3 r_J^{-3/2} \text{ Hz} \quad (\text{vi.7})$$

où r_J en unités R_g est le rayon équivalent à la fréquence $\nu_K(r_J)$.

L'évolution de r_J au cours du sursaut est alors transformée en équivalent $\nu_K(r_J)$, et illustrée en FIGURE vi.13. Les fits à l'aide de la procédure A (gris) et les fits en utilisant la procédure B (couleurs) sont montrés sur cette figure, ainsi que les LFQPO observés (points noirs) durant ce sursaut par plusieurs équipes (MOTTA et al., 2011 ; NANDI et al., 2012 ; GAO et al., 2014). Sur la figure, l'axe vertical de gauche représente la fréquence des observations tandis que l'axe de droite représente la fréquence Képlerienne en r_J , $\nu_K(r_J)$.

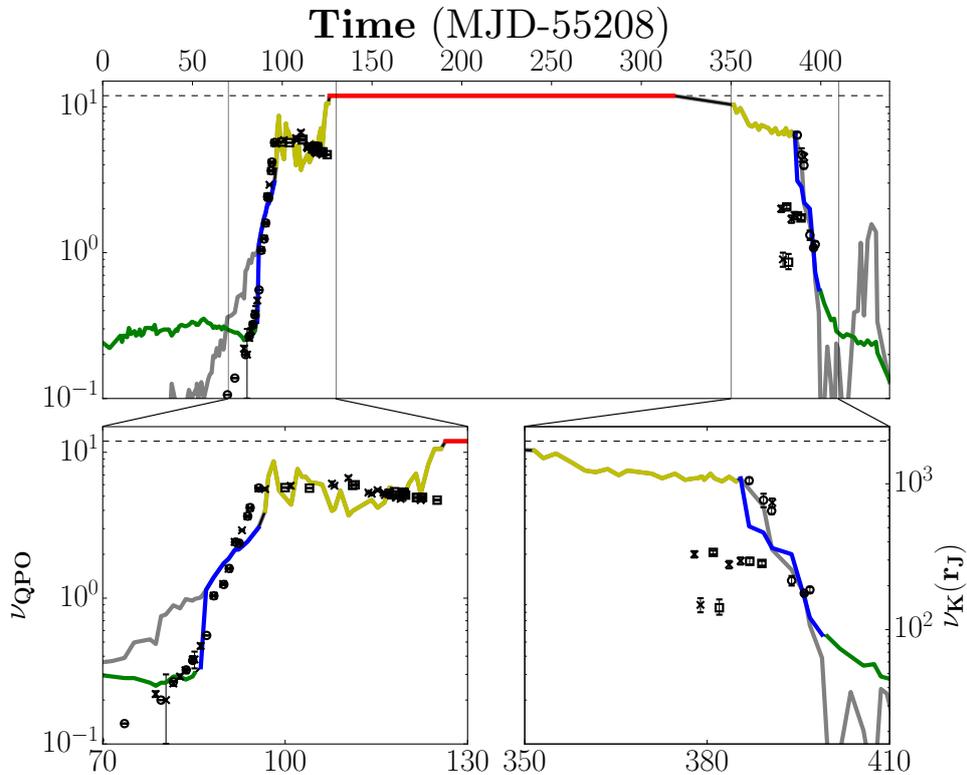


FIGURE vi.13. – Fréquence Keplerienne du rayon de transition des procédures A (couleurs) et B (gris), superposée sur les LFQPO observés par plusieurs équipes sur le sursaut considéré. Chaque signe correspond à une étude différente, les croix MOTTA et al. (2011), les cercles NANDI et al. (2012) et les carrés GAO et al. (2014). En haut, le sursaut entier est montré, alors qu'en bas seules les zones utiles sont reportées. Un facteur 160 entre l'échelle de la fréquence des LFQPO (gauche) et celle de la fréquence Keplerienne (droite) a été appliqué.

À l'aide d'un simple facteur de renormaliation de 160, la corrélation entre les deux fréquences est assez bluffante. Notamment dans la phase de montée, où de très nombreuses observations ont été effectuées. On a donc ici un support fort à notre modèle, puisque les

6. En réalité la fréquence épicyclique κ , mais cela ne fait pas de différence en potentiel Newtonien $\kappa = \nu_K$.

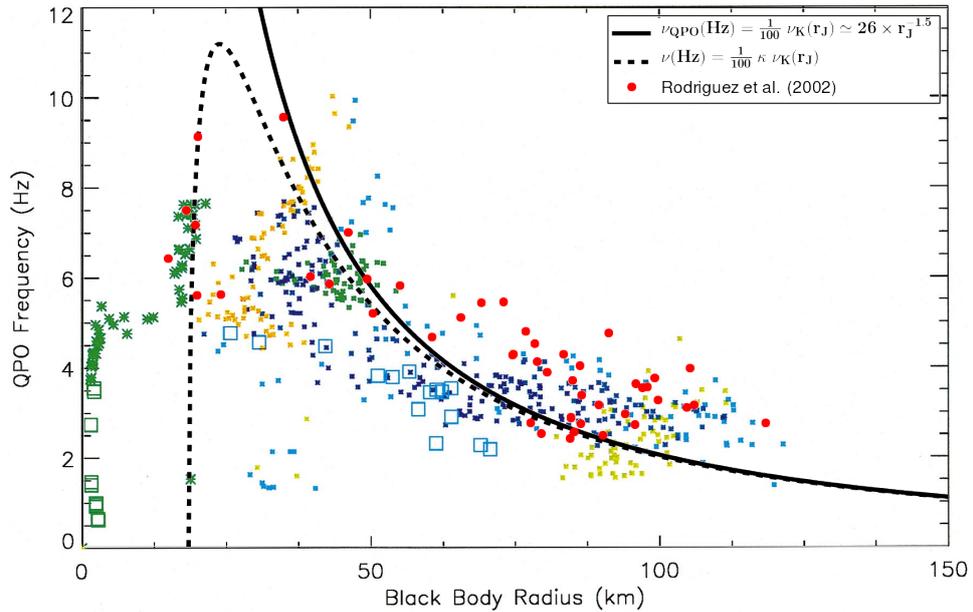
LFQPOs sont totalement indépendants de notre fit, et semblent suivre une évolution temporelle très similaire. On peut d'ailleurs noter que l'inclusion de la radio dans les fits a amélioré considérablement la corrélation entre ces deux fréquences dans la phase **HARD** de la montée particulièrement.

Par contre, si la corrélation importante entre l'évolution de la fréquence Keplerienne et de la fréquence des LFQPO semble suggérer que ces deux paramètres sont intimement liés, reste à savoir ce qu'il est en du facteur 160 entre ces deux fréquences. Cela signifierait que la fréquence Keplerienne au rayon de transition est 160 fois plus grande que la fréquence du LFQPO observée à la même date. Cette corrélation entre les LFQPO et le rayon de transition a déjà été suggérée par le passé (voir par exemple REMILLARD et MCCLINTOCK, 2006, section 6.1). Si cette corrélation était de ce fait attendue, le facteur 160 reste un résultat à part entière. Mais cet important facteur pose autant de questions à lui seul. En terme de rayon, cela suggérerait tout de même un facteur 30, qui est tout autant déraisonnable. On voit mal quelle physique produirait de tels phénomènes à des rayons très grands devant le rayon de transition. Il est donc plus probable que ce soit une variabilité séculaire qui soit à l'origine de la grande différence entre les fréquences.

Une étude comparant le rayon de transition (ou de troncation) dans le disque et les LFQPO a déjà été faite par le passé sur un autre objet, GRS 1915 + 105 (MUNO, MORGAN et REMILLARD, 1999; RODRIGUEZ et al., 2002). Dans ces études, le rayon interne du disque est déterminé par une étude spectrale sur la température maximale ou le flux du disque multi-couleur. Le plus petit rayon optiquement épais correspondrait donc à notre r_J . Les résultats de ces 2 études sont repris en FIGURE vi.14. L'image de fond est l'étude de MUNO, MORGAN et REMILLARD (1999), tandis que les estimations de RODRIGUEZ et al. (2002) ont été ajoutées en rouge, et en noir les fréquences orbitales Kepleriennes en régime non-relativiste et relativiste (VARNIÈRE, RODRIGUEZ et TAGGER, 2002).

Sur cette figure, on peut voir que les fréquences des LFQPO, de l'ordre de quelques Hz, sont très largement inférieures aux fréquences associées au rayon du disque multi-couleur. Entre les observations et la fréquence théorique, un facteur 100 a été appliqué ici. Bien qu'une dispersion des valeurs soit présente à petit rayon ($R < 20$ km), on observe tout de même des similarités entre la courbe corrigée des effets relativistes et les données. Cela suggère donc, de manière similaire à la FIGURE vi.13, qu'il y a 2 ordres de grandeurs entre la fréquence de rotation épicyclique dans le disque au rayon de transition et la fréquence des LFQPO. La raison d'un si grand facteur reste inexplicée à ce jour. Mais on peut par exemple imaginer que la création de ces LFQPO se fasse par une instabilité séculaire, mettant alors en jeu des temps caractéristiques très grands devant les temps Keplerien, *i.e.* un facteur 100 par exemple. Le mystère reste entier! Il faudrait donc chercher une instabilité lente associée à la transition entre le SAD et le JED.

En outre, la présence de l'interface entre les deux disques, $\mu \sim 0.5$ et $\mu \ll 1$, est favorable à l'instabilité Rayleigh-Taylor magnétique (KRUSKAL et SCHWARZSCHILD, 1954; SHARP, 1984). Cette instabilité est observée dans les simulations 3D GRMHD (MCKINNEY, TCHEKHOVSKOY et BLANDFORD, 2012; AVARA, MCKINNEY et REYNOLDS, 2016). Dans ces simulations sur des disques géométriquement slim $\varepsilon \sim 0.1$ à $\mu \sim 0.5$, le champ magnétique advecté depuis l'extérieur est accumulé dans les régions internes jusqu'à atteindre $\mu \sim 0.5$. L'excès de champ est ensuite expulsé des régions internes sur des échelles de temps de l'ordre du



Adapté de MUNO, MORGAN et REMILLARD (1999)

FIGURE vi.14. – LFQPO en Hz en fonction du rayon de troncation du disque pour GRS 1915 + 105. En fond les données de MUNO, MORGAN et REMILLARD (1999), en rouge les données de RODRIGUEZ et al. (2002). En noir, 2 profils sont tracés : en trait plein la fréquence Keplerienne réduite d'un facteur 100, en pointillés la fréquence corrigée des effets relativistes (VARNIÈRE, RODRIGUEZ et TAGGER, 2002). GRS 1915 + 105 ayant un spin de 0.98 (MILLER et al., 2013) et une masse de $12.4^{+2.0}_{-1.8}$ (REID et al., 2014), le rayon interne du disque se trouve être autour de 30 km.

temps de rotation Keplerien (MARSHALL, AVARA et MCKINNEY, 2018). Cet entrainement du champ magnétique crée une zone de choc magnétique qui maintient μ a une valeur élevée dans la région interne. Dans ce type de configuration, qui correspond finalement à notre configuration JED interne / SAD externe, on s'attend donc à avoir la création de QPO à des fréquences quasi-Kepleriennes, *i.e.* des QPOs à hautes fréquences. Si une telle interface comme la nôtre existe bien dans les disques de binaires X, et que ces oscillations sont assez importantes pour être détectées (MCKINNEY, TCHEKHOVSKOY et BLANDFORD, 2012), alors des QPOs de fréquences élevées de l'ordre de 100 – 200 Hz devraient également être observées (voir par exemple BELLONI, SANNA et MÉNDEZ, 2012).

vi.4.2 Raie du fer

Avant de discuter de cet aspect du sursaut, il me faut prendre certaines précautions. Les instruments de RXTE utilisés dans mon étude sont peu adaptés à l'étude de la raie du Fer. On gardera donc bien en tête que cette section relève donc plus du commentaire, apportant un argument de plausibilité, que du résultat en soi.

Bien que la composante en réflexion, et donc la raie du Fer, soit totalement absente dans notre modèle, notre configuration (r_J, \dot{m}_{in}) et les signatures spectrales associées doivent être cohérentes avec toutes les contraintes observationnelles. Durant tout le sursaut, les fits de CLAVEL et al. (2016) fournissent une estimation de la forme (flux et largeur) de la raie du Fer.

Au cours du sursaut, la forme de la raie change, ce qui suggère que la géométrie de la zone émettrice a changé. Bien que l'ionisation joue un rôle important dans la forme de la raie du Fer (voir par exemple GARCÍA et al., 2013, Figure 11), on peut imaginer que la largeur de la raie du Fer soit liée à un décalage Doppler dans le disque. Et donc, directement, à la vitesse de rotation.

On aurait donc :

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{2V_k}{c} \sin(i) \quad (\text{vi.8})$$

où $\Delta\nu$ est la largeur de la raie, $\nu = 1.54 \cdot 10^{18}$ Hz la fréquence de la transition Fe-XXVI, $V_k = R_{IL}\Omega_K(R_{IL})$ est la vitesse Keplerienne au rayon R_{IL} , i l'inclinaison du système et c la célérité de la vitesse dans le vide. En identifiant $\Delta\nu$ à la largeur de la raie dans les fits σ_{IL} , on obtient un rayon équivalent caractéristique à la composante en réflexion :

$$r_{IL} = 1.64 \times 10^2 \sin^2(i) [\sigma_{IL} (\text{keV})]^{-2} R_g \quad (\text{vi.9})$$

Pour des questions de simplicité, on négligera les effets de l'inclinaison ici dans la discussion. En première estimation, on peut donc comparer ce rayon équivalent à la raie du Fer r_{IL} à notre rayon de transition r_J au cours de l'évolution. En FIGURE vi.15 sont illustrés le rayon

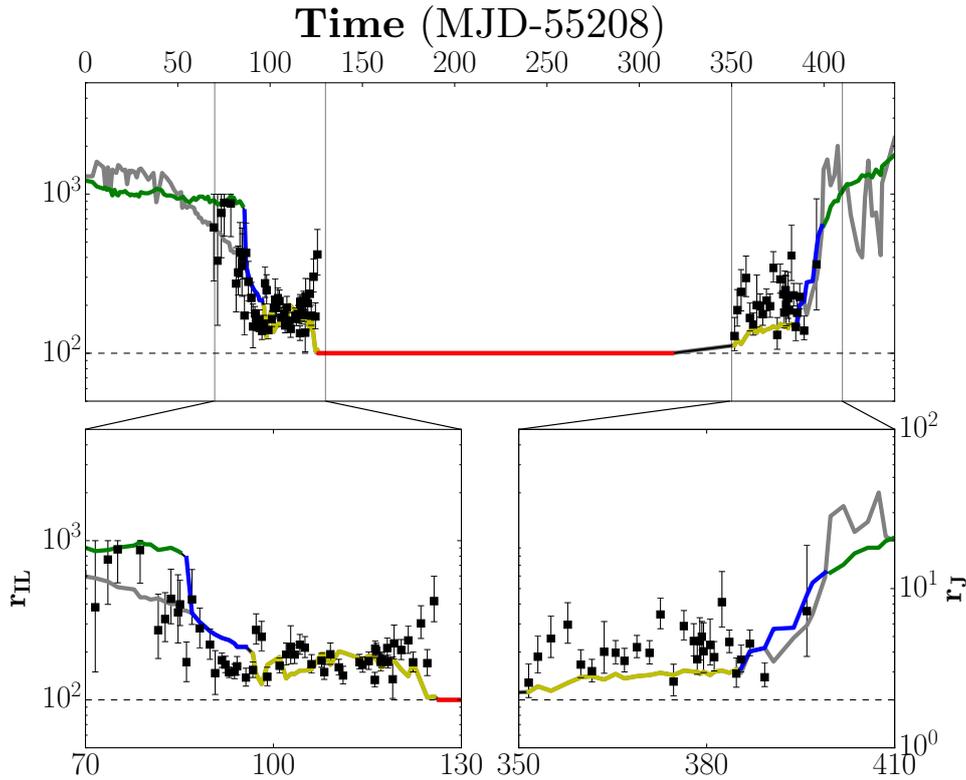


FIGURE vi.15. – Rayon de transition des procédures A (couleurs) et B (gris), superposé sur le rayon équivalent de la raie du Fer (voir texte) des fits de CLAVEL et al. (2016) . En haut, le sursaut entier est montré, alors qu'en bas seules les zones utiles sont reportées. Un facteur 50 entre l'échelle du rayon équivalent r_{IL} (gauche) et celle du rayon de transition r_J (droite) a été appliqué.

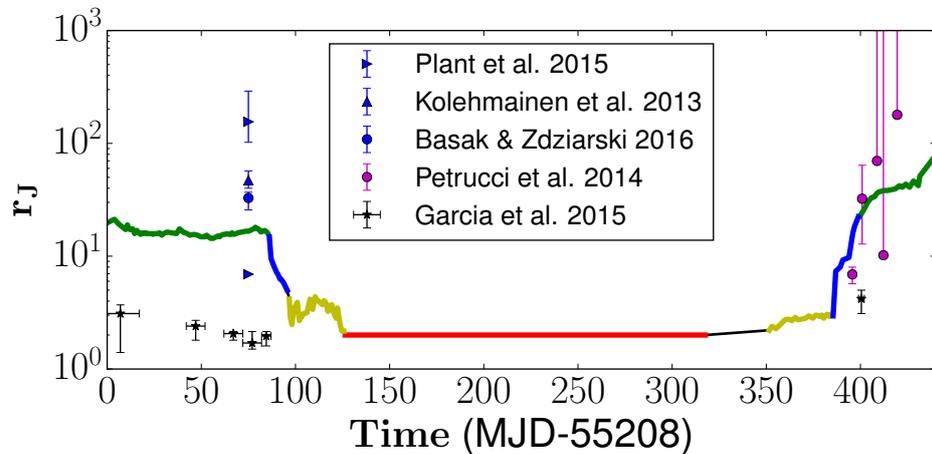
équivalent (axe de gauche) et le rayon de transition r_J (axe de droite). Les fits lors de l'état

Th étant encore moins fiables que les autres, ils ne sont pas montrés. Pour le reste, on peut voir que l'évolution semble en accord avec les observations. Lorsque r_J est trop élevé, la raie n'est pas détectée et on n'a donc pas d'estimation de r_{IL} . Puis, lorsque r_J décroît, et donc que le rayon de transition se rapproche du rayon interne, la raie du Fer apparait et son rayon équivalent décroît comme prévu. Difficile d'affirmer que l'on reproduit l'évolution de la raie du Fer, mais on peut au moins affirmer que son évolution n'est pas en désaccord avec notre modélisation. Par ailleurs, on observe qu'un facteur 50 est nécessaire entre les deux échelles pour lier ces deux rayons. Si l'on suppose que ces deux rayons doivent être confondus, cela nous donne donc :

$$i = \arcsin \left(\sqrt{\frac{1}{50}} \right) \simeq 8.1^\circ \quad (\text{vi.10})$$

Dans la littérature, une inclinaison i entre 37° et 78° est suggérée (HEIDA et al., 2017). Bien que cette inclinaison réduise le facteur, on a tout de même un rapport entre les deux rayons allant dans le meilleur des cas jusqu'à 20. Cela suggère donc, bien que cette étude ait une légitimité très faible, que la zone d'émission se trouve à une distance 20 à 50 fois plus loin que le rayon de transition.

Par le passé, plusieurs études ont tenté de lier le rayon de transition (ou de troncation) du flot d'accrétion à la forme de la raie du Fer. En FIGURE vi.16 sont reportés les résultats des principaux travaux menés sur le sursaut de 2010 – 2011 de GX 339 – 4. Sur cette figure, sont



Inspiré de WANG-JI et al. (2018)

FIGURE vi.16. – Comparaison du rayon de transition de la procédure B (courbe en couleurs) avec les modèles précédents (voir encart).

reportés à la fois l'évolution du rayon de transition du modèle, mais aussi toutes les estimations de rayon de transition effectuées dans la littérature. Ces estimations sont effectuées en utilisant plusieurs méthodes différentes, ce qui explique les grandes différences dans les résultats. C'est flagrant par exemple pour l'observation *MJD* 55283, *i.e.* le jour 75, où le rayon peut être aussi grand que $r_J > 100$ et aussi petit que $r_J \simeq 6.9$ suivant le modèle utilisé (PLANT et al., 2015). On observe simplement que certaines études comme celle de KOLEHMAINEN, DONE et DÍAZ TRIGO (2014), PETRUCCI et al. (2014) et BASAK et ZDZIARSKI (2016)

semblent cohérentes avec nos résultats, tandis que d'autres comme notamment GARCÍA et al. (2015) suggèrent des rayons de transition bien plus petits, $r_J \sim 2 - 3$ là où notre modèle suggère $r_J \sim 20$.

Difficile d'en dire plus à ce niveau là, mais une étude plus poussée de la composante en réflexion avec d'autres instruments est nécessaire ici.

vi.4.3 Corrélations

Déjà présenté à plusieurs r_J constants en section v.2.3, le profil d'évolution de la luminosité X en fonction de \dot{m}_{in} peut maintenant être présenté durant un sursaut complet. Sur la

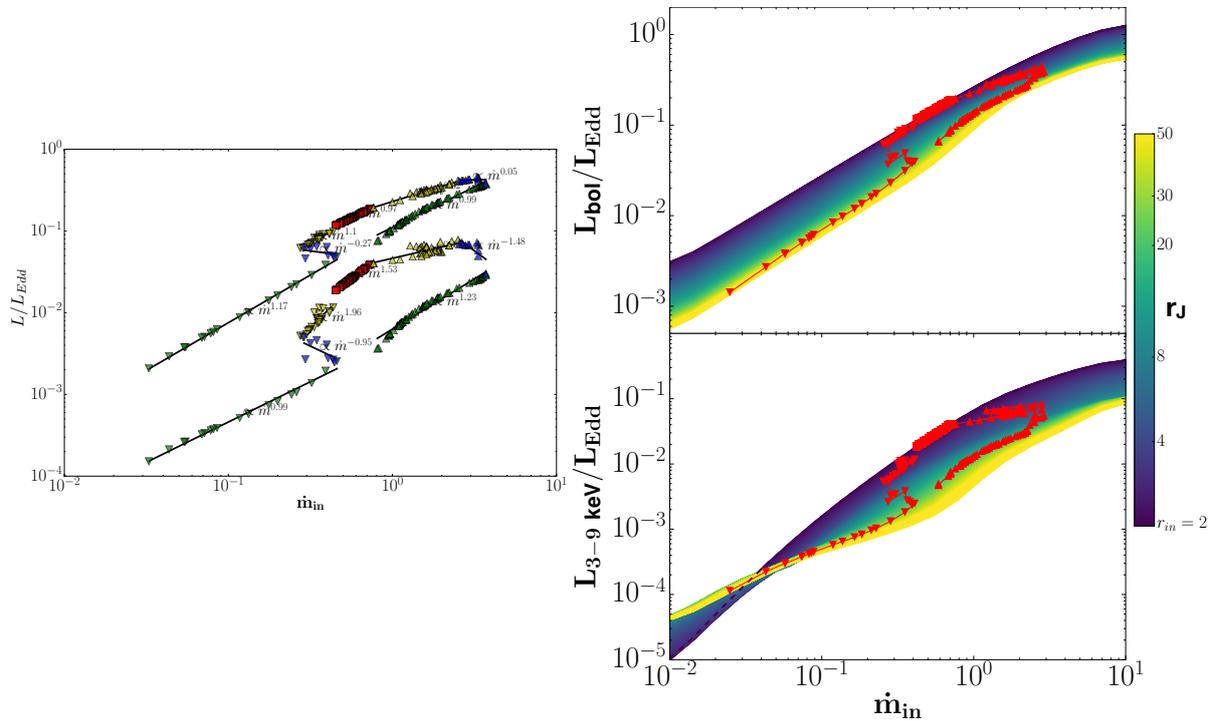


FIGURE vi.17. – Corrélations entre les luminosités $X = 3 - 9$ keV et bolométrique durant le sursaut. À gauche, les corrélations de chaque état différent en couleurs pour L_X (en bas) et L_{bol} (en haut). À droite, l'évolution du sursaut dans les diagrammes L en fonction de \dot{m}_{in} où les couleurs correspondent à différents r_J (voir FIGURE v.9).

FIGURE vi.17 est montrée l'évolution du sursaut. À droite, le sursaut est indiqué en rouge superposé sur la FIGURE v.9, et à gauche seul le sursaut et les corrélations de l'évolution sont représentés. Sur toutes les figures, le sursaut commence au centre. En s'aidant des couleurs, on peut très bien imaginer l'évolution du sursaut sur la gauche, où les évolutions en luminosités $L_X = L_{3-9 \text{ keV}}$ et L_{bol} sont indiquées en couleurs, triangle vers le haut pour la phase de montée, carrés pour l'état **Th** et triangles vers le bas pour la descente. Un sursaut typique, dans cette représentation, parcourt donc cette figure dans le sens de rotation trigonométrique, jusqu'à descendre dans l'état quiescent en bas à gauche.

Sur les diagrammes de droite, on comprend bien que les corrélations des luminosité en fonction du taux d'accrétion sont totalement dépendantes de la valeur de r_J , qui est res-

ponsable des changements de branches ! On observe tout de même des corrélations assez typiques suivant les états.

Afin d'en discuter, définissons :

$$s_X = \frac{\partial \ln L_X}{\partial \ln \dot{m}_{in}} \quad \text{et} \quad s_{bol} = \frac{\partial \ln L_{bol}}{\partial \ln \dot{m}_{in}}$$

Durant l'état **HARD**, on a globalement des corrélations telles que $s_X \simeq s_{bol} \in [1, 1.2]$, i.e. telle des flots d'accrétions radiativement efficaces. Lors des transitions, dans les états **INT**, le rayon de transition varie très vite, mais le taux d'accrétion change peu. De fait, on a donc des changements de luminosité bolométrique peu importants $s_{bol} \in [-0.3, 0]$, tandis que les modifications dans les spectres impliquent de grands changements dans la luminosité X , $s_X \in [-1, -1.5]$. Dans l'état **TH**, l'évolution est celle qui était déjà décrite en section **v.2.3** : les variations de taux d'accrétion influencent plus la luminosité X que la luminosité bolométrique. On retrouve bien $s_{bol} = 1$, alors que $s_X = 1.5$ dans cet état. Ce facteur s_X devrait en théorie être une combinaison de la variation de flux $s = 1$ et de la variation en température effective du disque avec le taux d'accrétion $T_{eff} \propto \dot{m}_{in}^{0.25}$, i.e. $s = 0.25$, mais la proximité de la bande de fréquence avec la limite maximale du spectre augmente légèrement cet effet pour avoir $s_X = 1.5$.

vi.4.4 Efficacité radiative des jets

Comme explicité plus tôt, une des grandes forces de notre modélisation est sa capacité à expliquer à la fois le spectre en rayon X, mais aussi le flux radio observé. De fait, nous disposons à la fois de la puissance d'accrétion perdue dans les jets (un paramètre du modèle) et de la puissance rayonnée par ces mêmes jets (une conséquence des fits).

Rappelons quelques hypothèses :

En section **v.3.2**, nous avons vu comment est estimée la luminosité des jets en radio. Or, il est assez clair aujourd'hui que ce n'est pas du tout dans ces bandes de fréquences que les jets libèrent le plus d'énergie, mais que la coupure du rayonnement des jets se trouve plutôt dans l'infrarouge (CORIAT et al., 2011 ; GANDHI et al., 2011 ; RUSSELL et al., 2013 ; KOLJONEN et al., 2015). Si l'on suppose alors que les jets ont une luminosité $L_\nu = 4\pi d^2 F_\nu \propto \nu^{\alpha_p}$, alors la luminosité bolométrique des jets est donnée par :

$$L_{bol,jets} = v_{max} L_{\nu_{max}} \frac{1 - \left(\frac{\nu_{min}}{\nu_{max}}\right)^{1+\alpha_p}}{1 + \alpha_p}$$

où $\nu_{max} = \nu_B$ est la fréquence de coupure du spectre des jets. Observationnellement, on a $\nu_B \sim 10^{13} - 10^{14}$ Hz, bien au delà de la fréquence typique d'observation en radio à 8.6 GHz. Si la pente du spectre est petite, $\alpha_p \ll 1$, on peut alors supposer que :

$$L_{bol,jets} \simeq \nu_B L_{max} = \nu_R L_R (\nu_B / \nu_R)$$

Au final, ayant accès à la puissance libérée dans les jets en équation **v.1**, on peut estimer la part de la puissance des jets qu'ils rayonnent $f_{rad} = L_{bol,jets} / P_{jets}$, on a alors :

$$f_{rad} = \frac{2r_{in}}{b} \left(\frac{\nu_B}{\nu_R}\right) \tilde{f}_R \dot{m}_{in}^{5/12} r_J \frac{(r_J - r_{in})^{5/6}}{1 - (r_J/r_{in})^{\xi-1}} \quad (\text{vi.11})$$

Pour cette étude, en prenant une valeur typique $\nu_B = 10^{13.65}$ Hz (RUSSELL et al., 2013), ainsi que $b = 0.3$, $r_{in} = 2$ et $\nu_R = 8.6$ GHz, on a au final l'évolution temporelle de f_{rad} illustrée en FIGURE vi.18.

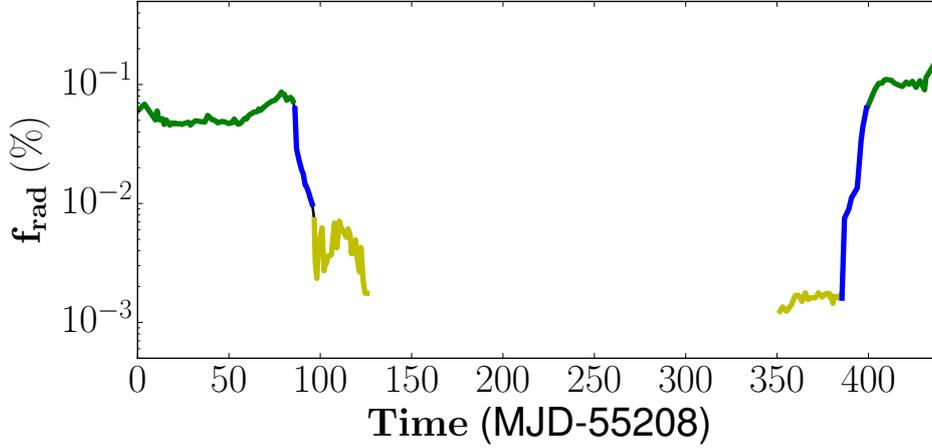


FIGURE vi.18. – Estimation de l'efficacité radiative du jet pendant le sursaut en fonction du temps. Les couleurs symbolisent chaque état. Évidemment, aucune estimation n'est faite pendant l'état TH.

Sur cette figure, on peut noter plusieurs choses. D'abord, globalement, on voit que l'efficacité radiative des jets est de l'ordre de 0.01 – 0.1% le long de l'évolution HARD, *i.e.* lorsque des jets puissants sont produits. Ce résultat est cohérent avec les estimations de MALZAC, MERLONI et FABIAN (2004) qui trouvaient une efficacité radiative $\epsilon_J \lesssim 0.3\%$. Cela suggère donc que les jets sont très peu efficaces à rayonner leur énergie, et donc qu'une description adiabatique serait adaptée. Ensuite, des variations très importantes et rapides sont présentes durant les états INT lors de la transition. On observe une décroissance d'un facteur ~ 10 lors de la montée, et une croissance d'un même facteur ~ 50 lors de la descente. Cela suggère que, lorsque le rayon de transition est faible, l'efficacité radiative des jets diminue drastiquement. À faibles rayons de transition, *i.e.* $r_J \gtrsim r_{in}$, les hypothèses faites pour déterminer la luminosité radio au cours de l'évolution pourraient ne plus tenir. Il est en effet totalement naturel de penser que, dès lors que la zone éjectante est réduite, les jets soient moins collimatés. Une collimation moins importante des jets mènerait à des indices spectraux $\alpha_p > 0$, diminuant donc la luminosité des jets (MARCEL et al., 2018b, Annexe A).

Enfin, fait le plus surprenant, l'efficacité radiative n'est pas symétrique. C'est à dire que les jets semblent radiativement plus efficaces dans la phase descendante (jours 350 à 450) que pendant la phase montante (jours 0 à 130). Cette différence est causée par l'augmentation de l'efficacité radiative dans la descente (jours 380 à 400) d'un facteur ~ 50 , alors que cette efficacité n'avait diminué que d'un facteur ~ 10 dans la montée (jours 80 à 100). En outre, on voit que le système ne retourne jamais à son état initial : l'efficacité radiative est plus importante à la fin du cycle qu'au début !

Pour expliquer cette différence, on pourrait par exemple imaginer une reconstruction du JED par les parties externes (FERREIRA et DEGUIRAN, 2013). L'idée serait que dans la transition haute luminosité le JED soit détruit à depuis l'extérieur (outside-in) mais que dans la transition basse luminosité un JED se construise de l'extérieur, *i.e.* avec un rayon de transition entre

un SAD interne et un JED externe r_S . On aurait alors $r_S \gg r_J$ initialement dans l'état **HARD**, puis une décroissance de r_J jusqu'à r_{in} : état **TH**. Puis, à son tour, r_S décroît jusqu'au rayon interne afin qu'un JED réémerge dans les régions internes. Dans ce scénario, une différence entre les deux phases **HARD** pourrait alors être naturelle. Mais certaines observations comme la corrélation entre le rayon de transition et les LFQPO semblent éliminer cette vision.

Une autre explication de cette différence entre ces deux phases peut-être liée à la présence d'un autre mécanisme de production de jets, tel que BLANDFORD et ZNAJEK (1977) par exemple. Le jet y étant produit par la rotation de l'ergosphère du trou noir, le spin important de GX 339 – 4 est favorable à ce mécanisme. De tels jets ont été observés dans des simulations GRMHD, bien qu'ils transportent une puissance inférieure aux jets produits par le disque (AVARA, MCKINNEY et REYNOLDS, 2016; MORALES TEIXEIRA, AVARA et MCKINNEY, 2017). Difficile donc de conclure là encore.

Finalement, on pourrait aussi imaginer que le facteur de renormalisation \tilde{f}_R soit différent dans les phases de montée ou de descente pour une raison encore inconnue. On essaiera par la suite de laisser cette possibilité pendant la résolution pour voir quelles en sont les conséquences.

VI.5 RÉSULTAT MAJEUR : ÉVOLUTION DE r_J ET \dot{m}_{in}

Jusqu'ici, nous avons considéré que 2 paramètres libres et indépendants étaient responsables de l'évolution. Si tel est bien le cas, il n'y a aucune raison apparente pour que 2 sursauts différents d'un même objet suivent la même évolution⁷. Pour s'en convaincre, regardons quelle est cette évolution dans d'autres sursauts de GX 339 – 4. Si l'évolution de r_J et \dot{m}_{in} est similaire, alors il y a un truc.

vi.5.1 Les autres sursauts de GX 339-4

On a vu au début de ce chapitre parmi les autres sursauts de GX 339 – 4 que 3 d'entre eux avaient été fittés par CLAVEL et al. (2016). Ces 3 sursauts sont eux aussi couverts partiellement par les observations radio de CORBEL et al. (2013). En utilisant la même procédure d'ajustement B lorsque la radio est disponible et A lorsque ce n'est pas le cas, ces 3 autres sursauts ont pu également être reproduits. On peut voir dans cette section sur les FIGURES vi.19, vi.20 et vi.21 les résultats de ces fits.

Sur chacune de ces figures à gauche sont représentés à la fois les résultats des fits spectraux du flux L_{3-200} , de la fraction de loi de puissance L_{pl}/L_{3-200} et de l'indice spectral, mais aussi les résultats dynamiques associés : le rayon de transition r_J , le taux d'accrétion interne \dot{m}_{in} et le flux radio F_R . À droite, on peut voir le DFLD associé ainsi que l'évolution de r_J en fonction de \dot{m}_{in} . Chaque couleur représente l'état considéré : vert pour **HARD**, bleu pour **INT**, jaune pour **SPL** et rouge pour **TH**. Tous ces résultats sont bien sûrs superposés aux observations, lorsqu'elles sont disponibles, en noir.

Regardons dans un premier temps le premier sursaut, celui de 2002 – 2003. Au regard des 3 premiers panneaux de gauche, on voit que la reproduction spectrale est plutôt bonne. Le flux est parfaitement reproduit, tout comme la fraction de loi de puissance hors état **TH**. En

7. Et encore moins que l'évolution de 2 objets soit similaire, d'ailleurs.

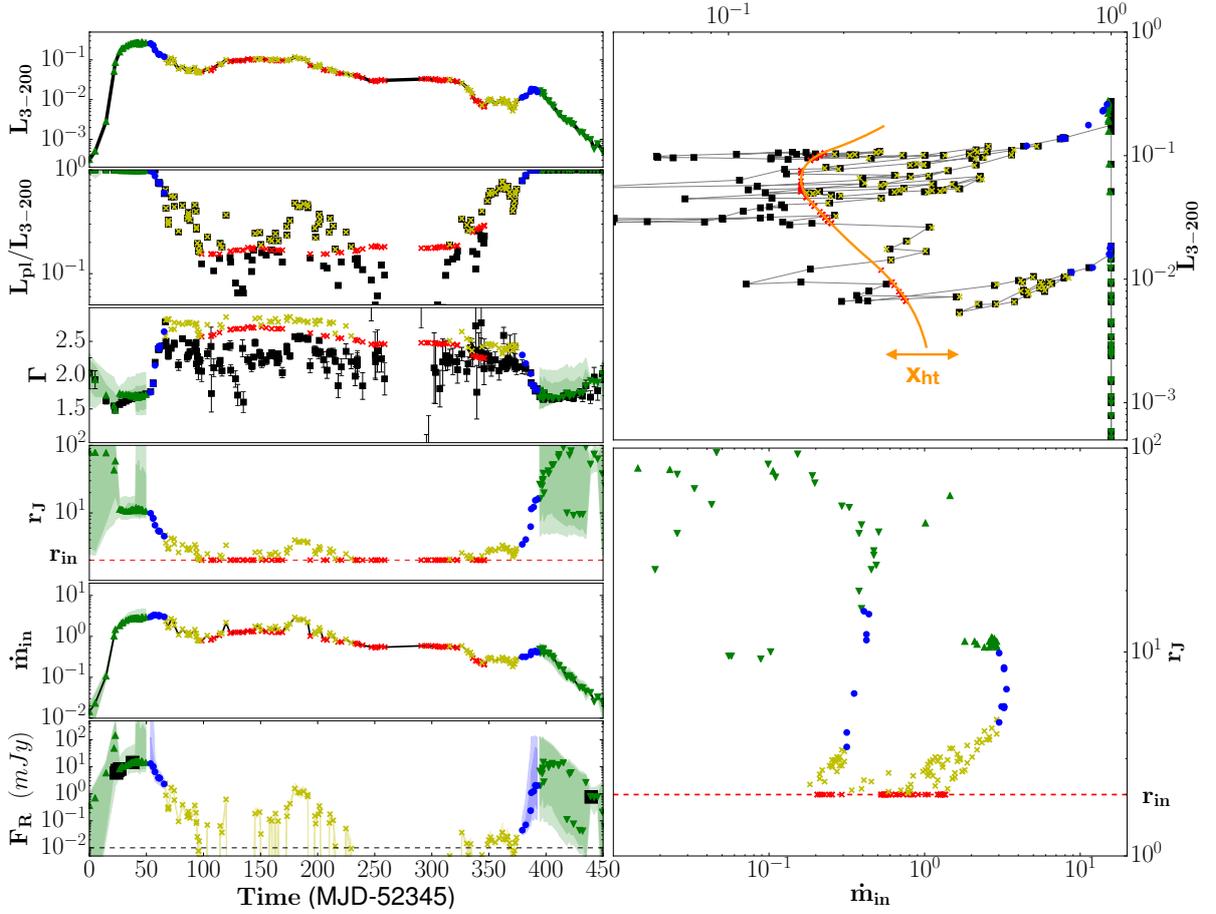


FIGURE vi.19. – Résultats spectraux et dynamiques du sursaut de 2002 – 2003 de GX 339 – 4. En couleurs, les ajustements de la procédure B. En noir, les observations. À noter que la présence de périodes de fortes incertitudes sur r_J (donc sur Γ et F_R) et liée à l’absence de contraintes radios à ces dates. Voir texte pour plus de détails.

terme de Γ , les mêmes problèmes que pour le sursaut de 2010 – 2011 se posent : l’indice spectral semble surévalué dans l’état **SPL**. On observe le même phénomène dans les 2 sursauts restants de 2004 – 2005 et 2007 en FIGURES vi.20 et vi.21.

Rapidement, on remarque une différence importante avec le sursaut de 2010 – 2011 présenté précédemment, et que l’on va retrouver dans ces 3 nouveaux sursauts : l’évolution spectrale n’est plus aussi simple. Si les phases initiales (**HARD** puis **INT**) et finales (**INT** puis **HARD**) sont les mêmes, l’évolution entre ces 2 phases n’est plus si directe. Dans ces sursauts, le spectre change plusieurs fois entre les états **SPL** et **TH**, alors qu’une description **SPL** → **TH** → **SPL** suffisait à décrire toute l’évolution *soft*, *i.e.* dominée par le disque. Le fait que le disque soit dans les états **TH** ou **SPL** étant surtout lié à la position dans le DFLD, tout dépend ici du niveau de hard-tail choisi. En changeant le niveau de hard-tail, on pourrait imaginer que la limite **TH**-**SPL** se décale horizontalement, comme illustré par la courbe orange sur chacune des figures. Un choix de niveau de hard-tail peut donc dépendre du sursaut. Si l’on souhaite donc reproduire le sursaut avec la même évolution *soft*, *i.e.* **SPL** → **TH** → **SPL**, on imagine qu’un niveau de hard-tail plus ou moins important serait nécessaire : x_{ht} grand si l’on souhaite augmenter la portion **TH**, petit si l’on souhaite augmenter les portions **SPL**. Bien que le

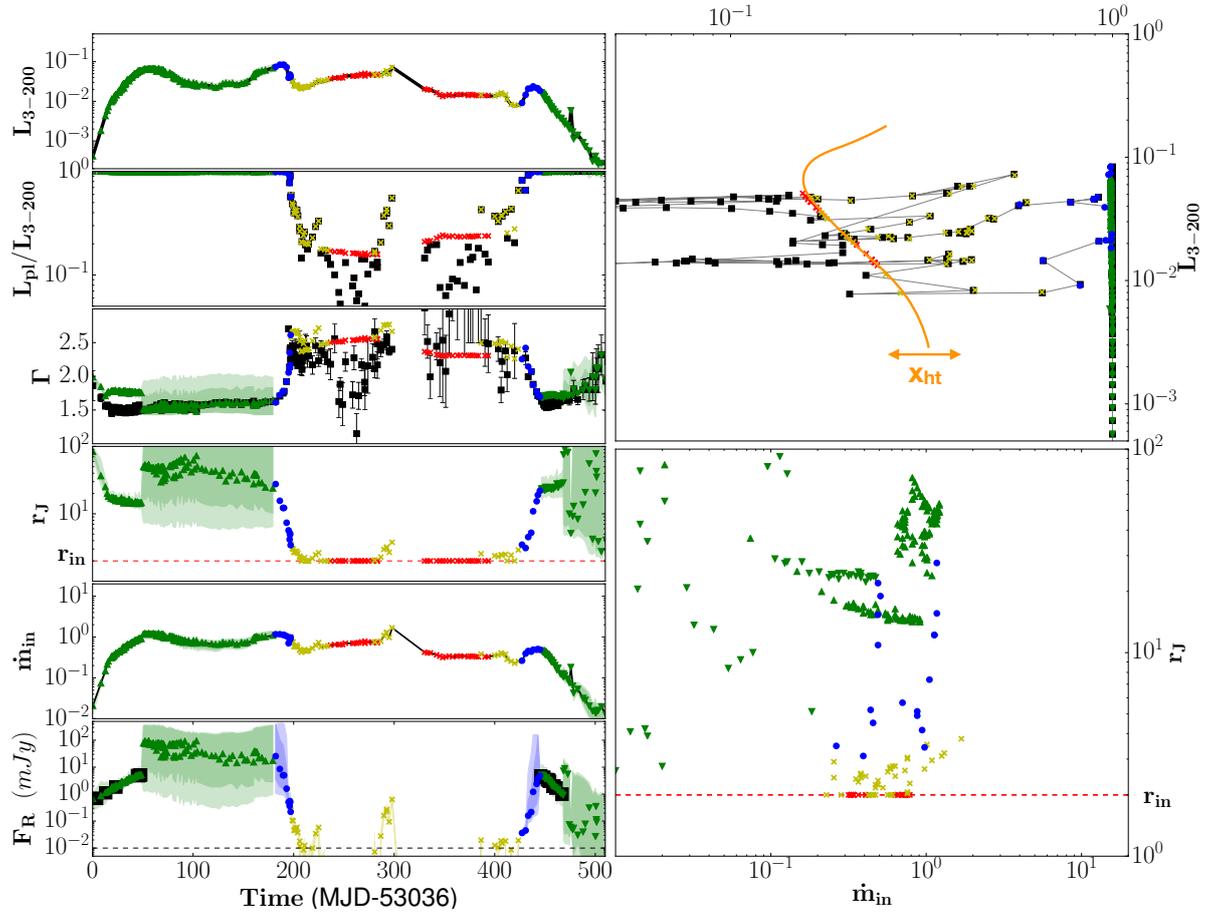


FIGURE vi.20. – Résultats spectraux et dynamiques du sursaut de 2004 – 2005 de GX 339 – 4. En couleurs, les ajustements de la procédure B. En noir, les observations. À noter que la présence de périodes de fortes incertitudes sur r_J (donc sur Γ et F_R) et liée à l’absence de contraintes radios à ces dates. Voir texte pour plus de détails.

choix de $x_{ht} = 10\%$ soit parfait pour le sursaut de 2010 – 2011, on voit ici qu’il n’est probablement pas le plus adapté. Ce niveau pourrait par exemple être choisi pour correspondre à l’apparition ou la disparition de la radio, mais l’absence totale de telles observations durant la plupart du sursaut ne le permet pas. On choisira donc 10% pour tous les sursauts, en gardant à l’esprit ce biais.

En outre, dynamiquement, ce choix n’influence que la valeur de r_J : si le niveau de hard-tail est trop faible, le modèle choisira un r_J différent du rayon interne pour s’adapter au fit. On observe cet effet durant l’état *soft* de chacun des 3 sursauts de cette section, où le rayon de transition n’est pas toujours le rayon interne du disque. Pour le sursaut de 2002 – 2003, entre les jours ~ 100 à ~ 350 , le rayon peut prendre des valeurs différentes du rayon interne (points jaune). Cela se traduit alors par la présence de flux radio durant cette phase, mais, encore une fois, l’absence totale d’observations durant les état **INT** et même une bonne partie de l’état **HARD** nous retire toute contrainte. La même histoire se répète dans en 2004 – 2005 entre les jours 200 et 400, et en 2007 pendant les jours 90 à 180. En soit, on retiendra que certaines portions **SPL** ($r_J \gtrsim r_{in}$) pourraient être décrites équitablement par des portions **TH**

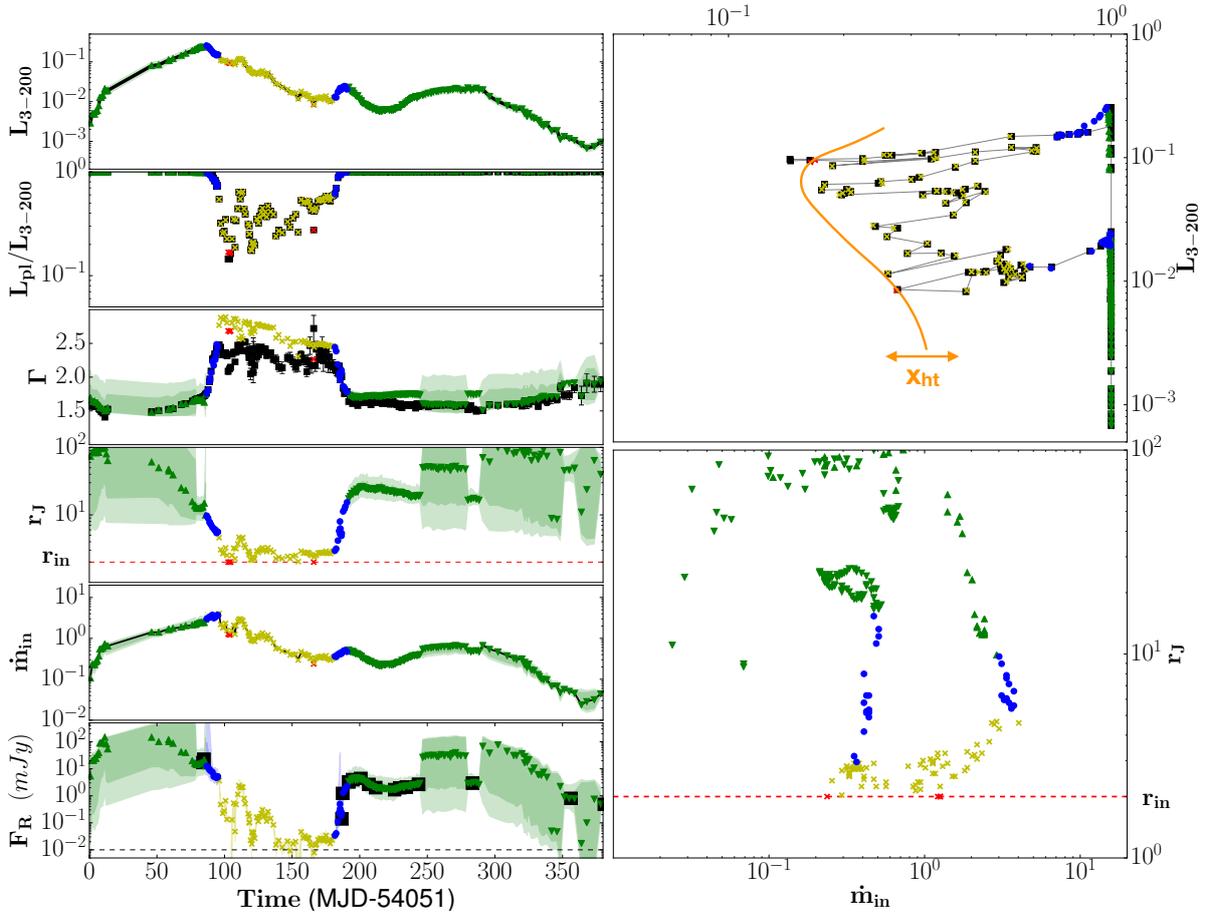


FIGURE vi.21. – Résultats spectraux et dynamiques du sursaut de 2007 de GX 339 – 4. En couleurs, les ajustements de la procédure B. En noir, les observations. À noter que la présence de périodes de fortes incertitudes sur r_J (donc sur Γ et F_R) et liée à l’absence de contraintes radios à ces dates. Voir texte pour plus de détails.

($r_J = r_{in}$), et inversement.

Pour ce qui est de l’évolution dynamique, on peut voir qu’elle est assez similaire à celle obtenue plus tôt pour le sursaut de 2010 – 2011. Un grand rayon de transition au début du sursaut qui diminue progressivement vers des valeurs $r_J \gtrsim r_{in}$, puis à $r_J = r_{in}$. Plus tard, ce rayon de transition réaugmente rapidement pour revenir à la fin dans l’état initial. De même, le taux d’accrétion augmente lors de la montée, conserve une valeur plutôt constante avant de diminuer dans la descente.

Cette évolution est totalement générique, comme on peut voir dans les diagrammes en bas à droite de chacune des figures : augmentation de \dot{m}_{in} à r_J quasi-constant, diminution de r_J à \dot{m}_{in} constant, diminution à \dot{m}_{in} à r_J constant et réaugmentation de r_J à \dot{m}_{in} constant. C’est d’autant plus bluffant que les évolutions temporelles de r_J et \dot{m}_{in} ne sont pas du tout les mêmes. Les sursauts de 2002 – 2003 et 2007 présentent une phase de montée très courte (~ 50 jours), tandis que celui de 2004 – 2005 présente une phase de montée de ~ 200 jours : 4 fois plus longue. D’une manière similaire, la phase de descente du sursaut de 2007 est 4 fois plus longue que celles des autres sursauts. Les mêmes commentaires peuvent évidemment être faits pour les phases TH, SPL ou INT, présentant toutes des différences. Et pourtant,

l'évolution semble suivre une trajectoire similaire dans le diagramme $r_J = f(\dot{m}_{in})$. Traçons cette évolution pour les 4 sursauts sur le même diagramme afin de s'en convaincre.

vi.5.2 Tracé de r_J en fonction de \dot{m}_{in}

Durant un sursaut, l'évolution dynamique du disque d'accrétion est entièrement décrite à l'aide de 2 paramètres, r_J et \dot{m}_{in} . En FIGURE vi.22 est représentée l'évolution du rayon de transition en fonction du taux d'accrétion pour les 4 sursauts de GX 339 – 4 considérés dans cette étude. Pour chacune des paires de solutions, je pourrais utiliser un marqueur pour indiquer la position de la paire dans le diagramme, associé à sa barre d'erreur. C'est ce qui est fait dans le coin inférieur gauche de la figure, à titre illustratif. Le problème de cette méthode est double. Non seulement elle rend illisible le diagramme par son nombre de points (comme on peut le voir), mais surtout certains points sont très peu contraints tandis que d'autres le sont beaucoup plus. On a vu par exemple dans l'évolution de r_J du sursaut de 2007 que les contraintes de flux radio imposent un rayon de transition de l'ordre de 10 – 20 là où l'absence de contraintes privilégie une valeur de ~ 50 , FIGURE vi.21 panneau r_J .

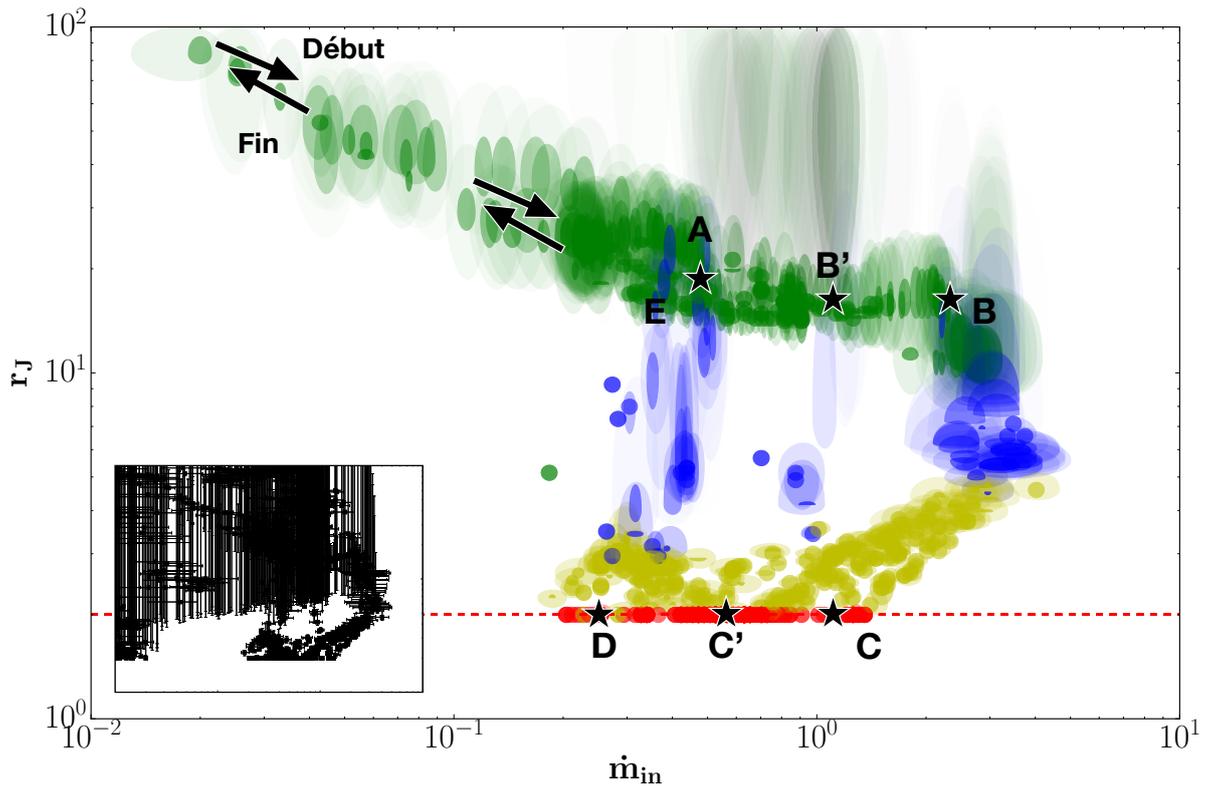


FIGURE vi.22. – Évolution de r_J en fonction de \dot{m}_{in} pour les 4 sursauts de GX 339 – 4 avec $\tilde{f}_R = 4.46 \cdot 10^{-11}$. En couleur, chaque ellipse représente une solution optimale de l'évolution temporelle avec le code couleur usuel et dans l'ellipse de ses barres d'erreurs (voir texte). Des points sont aussi ajoutés pour illustrer l'évolution, qui suit le chemin : Début \rightarrow A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E \rightarrow Fin. En bas à gauche, une petite figure montre à quoi ressemblerait ce diagramme si les barres d'erreurs usuelles étaient utilisés (voir texte).

Représentons ce diagramme d'une manière légèrement différente. Pour chaque point, on dispose des valeurs possibles à 5% et 10% du meilleur χ^2 . Je vais donc représenter, pour chaque point, les deux ellipses⁸ dans lesquelles se trouvent uniquement les ajustements ayant de χ^2 aussi bons que 5% et 10% de la meilleure valeur. De plus, chaque ellipse est représentée avec une transparence proportionnelle à sa taille. Plus le fit est contraint par les observations, plus l'ellipse sera petite et peu transparente. À l'inverse, moins le fit est contraint et plus l'ellipse sera grande et transparente. Sur cette figure donc, ne sont colorées que les zones dans lesquelles les fits sont fiables, ou alors celles où de nombreux fits non fiables se chevauchent ! Évidemment, la couleur associée à chaque point est toujours la même que précédemment pour les états **HARD**, **INT**, **SPL** et **TH**.

Sur la FIGURE vi.22, à part le sursaut de 2004 – 2005 dont on savait déjà avant coup qu'il n'était pas aussi lumineux que les 3 autres, tous les sursauts semblent suivre le chemin dessiné par les flèches. Du début jusqu'à *A*, puis en passant par les points *B*, *C*, *D* et *E* avant de finir proche du début, dans le coin en haut à gauche. Pour le sursaut de 2004 – 2005, l'histoire est la même en remplaçant (*B*, *C*) par (*B'*, *C'*). Cette évolution est assez directe et est cohérente avec la vision historique que l'on a de la dynamique de ces objets, voir section vi.2.3. Mais cette représentation de r_J en fonction de \dot{m}_{in} nous permet de mettre en évidence plusieurs points importants d'un sursaut.

D'abord, on observe de manière bluffante que les phases de montée et descente à basse luminosité dans l'état **HARD**, *i.e.* à gauche de *A* – *E*, sont quasiment confondues ! Difficile à dire, en observant une unique ellipse ou un endroit précis, si cet endroit a été traversé à l'aller ou au retour. Il n'y a donc ici pas de différence claire entre ces deux phases, si ce n'est la direction de l'évolution temporelle.

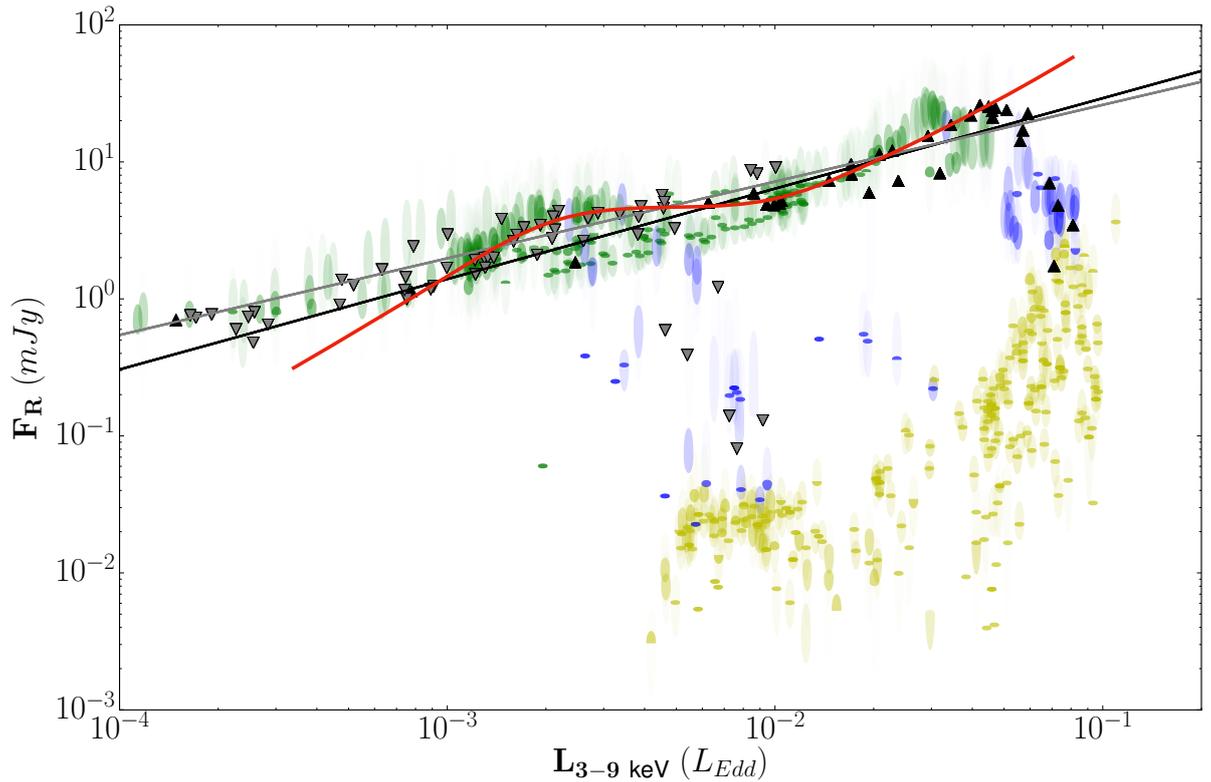
Ensuite, on observe 4 points très particuliers de l'évolution, qui nous ont servi par ailleurs à décrire le sursaut, les points *B*, *C*, *D* et *E*. Ces 4 points sont à la transition entre les états **HARD** et **INT** et les états **SPL** et **TH**. Définis plus tôt comme des lieux où des changements spectraux se produisent, ces points sont synonymes ici de **changements dynamiques notables**. En chacun de ces points, l'évolution change totalement de pente $r_J(\dot{m}_{in})$. En *B* et *D*, les variations de \dot{m}_{in} à des valeurs de r_J quasiment constantes laissent place à des variations brusques de r_J à \dot{m}_{in} constant. Tandis qu'en *C* et *E*, c'est l'inverse : \dot{m}_{in} évolue bien plus vite que r_J . Cette évolution sera détaillée plus tard.

vi.5.3 Corrélation Radio - Rayons X

Observons maintenant le flux radio. En utilisant la même méthode que pour la figure précédente, on représente en FIGURE vi.23 le flux radio en fonction de la luminosité X, *i.e.* dans la bande de fréquence 3 – 9 keV. Sur cette figure, on peut voir en noir et gris les observations radio de GX 339 – 4 durant les sursauts et en couleurs les résultats de notre modèle. Avant de discuter de cette figure, il me faut faire un commentaire. Entre les observations et le modèle il y a une petite différence à forte luminosité, *i.e.* dans le coin supérieur droit. Cette différence est due à la non prise en compte de la réflexion dans notre modèle. Bien que l'on reproduise

8. Concrètement, ce ne sont même pas des ellipses car les erreurs ne sont pas symétriques. $r_J^{-,5\%}$ et $r_J^{+,5\%}$, *i.e.* les valeurs entre lesquelles tous les χ^2 sont meilleurs que $1.05\chi_{best}^2$, ne sont pas symétriques par rapport à r_J^{best} . Ce sont donc 4 quarts d'ellipses, mais par abus de langage, appelons ceci des ellipses.

la forme spectrale globale, l'absence de réflexion implique une légère sous-estimation du flux par rapport aux observations. Les flux X présentés étant associés à chaque observation radio de CORBEL et al. (2013) et non via les fits de CLAVEL et al. (2016), je n'avais pas accès au spectre uniquement disque multi-couleur et loi de puissance, comme c'était le cas pour la reproduction des spectres X. Néanmoins, cette petite différence ne gêne pas la discussion qui suit.



Adapté de CORBEL et al. (2013)

FIGURE vi.23. – Corrélation entre L_R et L_X des fits synthétiques superposés aux observations. En noir, les observations durant les phases de montée (points) et la corrélation associée $L_R \propto L_X^{0.66}$. En gris, les observations durant les phases de descente (points) et la corrélation associée $L_R \propto L_X^{0.56}$. En couleur, chaque ellipse représente une solution optimale de l'évolution temporelle avec le code couleur usuel et dans l'ellipse de ses barres d'erreurs (voir texte). En rouge est indiquée une courbe d'évolution décrivant mieux l'évolution que la corrélation usuelle de CORBEL et al. (2013).

Les deux observables L_R et L_X représentées ici sont des fonctions des paramètres de notre modèle, $L_R = L_R(r_J, \dot{m}_{in})$ et $L_X = L_X(r_J, \dot{m}_{in})$. On a donc deux équivalents observables à nos paramètres. Comme pour le comportement dans le diagramme r_J en fonction de \dot{m}_{in} , tous les sursauts considérés semblent très bien suivre une même évolution : départ à gauche, puis évolution dans le sens des aiguilles d'une montre dans les états **INT** et **SPL**, avant de revenir tout à gauche dans l'état **HARD**. Évidemment, aucun état **TH** n'est présent ici, le flux radio de ces états étant nul.

À première vue dans le plan $L_R - L_X$ les 4 cycles semblent se suivre et montrent peu de différences entre les phases de montée et de descente **HARD**. Mais en regardant de plus près, il semble aujourd’hui que ces phases de montée et de descente ne soient pas totalement identiques. Si l’on regarde par exemple les observations radio durant les 4 sursauts, on peut voir que la corrélation dans la montée $L_R \propto L_X^{0.66}$ est légèrement différente de la corrélation dans la descente $L_R \propto L_X^{0.56}$. Pire encore, observons la courbe rouge tracée sur la figure. Cette courbe montre quelle serait une meilleure description de la corrélation $L_R - L_X$. Étant différent d’une corrélation en loi de puissance comme on pourrait s’y attendre, on peut imaginer que l’évolution durant les états **HARD** de la montée ne soit pas exactement la même que celle de la descente. Ceci serait à la fois cohérent avec la différence d’efficacité radiative entre ces deux états, cohérent avec l’évolution plus complexe que la loi de puissance usuelle $L_R \propto L_X^{0.62}$, et cohérent avec des résultats récents montrant des possibles différences entre ces deux phases (e.g., VINCENTELLI et al., 2018).

vi.5.4 r_J en fonction de \dot{m}_{in} : séparation de la radio

Pour tenter de répondre à cette question, nous allons reprendre la procédure de fit B, en laissant la possibilité d’avoir 2 facteurs de normalisation différents. Lors de chaque montée, la normalisation sera faite à l’aide d’un même facteur \tilde{f}_R^{rise} . Lors de chaque descente, un facteur différent sera appliqué, \tilde{f}_R^{decay} . Après fit, on trouve que les meilleures valeurs sont $\tilde{f}_R^{rise} = 1.96 \cdot 10^{-11}$ et $\tilde{f}_R^{decay} = 6\tilde{f}_R^{rise} = 1.18 \cdot 10^{-10}$. Il est important de noter que ce facteur 6 n’est pas de mon choix, mais représente réellement une optimisation des deux facteurs \tilde{f}_R . Mais, pourquoi un facteur 6 me direz-vous ? Ah ça, ce sont les observations qui l’imposent...

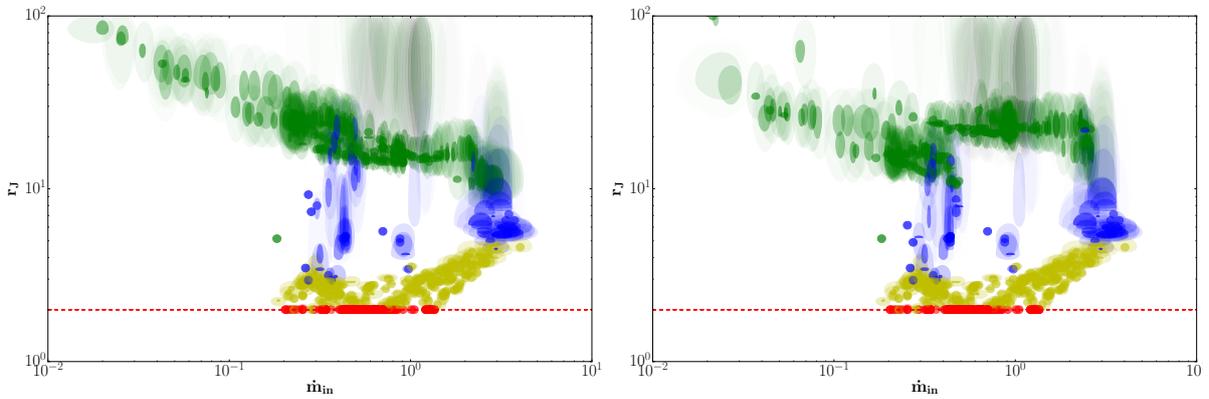


FIGURE vi.24. – Évolution de r_J en fonction de \dot{m}_{in} pour les 4 sursauts de GX 339 – 4 avec $\tilde{f}_R = 4.46 \cdot 10^{-11}$ (à gauche) et $\tilde{f}_R^{(rise)} = 1.96 \cdot 10^{-11}$ et $\tilde{f}_R^{(decay)} = 1.18 \cdot 10^{-10}$ (à droite). En couleur, chaque ellipse représente une solution optimale de l’évolution temporelle avec le code couleur usuel et dans l’ellipse de ses barres d’erreurs (voir texte).

Au final, la possibilité qu’apportent ces deux facteurs améliore légèrement les résultats des fits de la procédure B. Comme on le verra, elle permet d’augmenter la valeur de r_J dans la montée **HARD**, modifiant notamment la valeur de Γ dans l’état **HARD** : de $\Gamma \simeq 1.8$ à $\Gamma \simeq 1.7$, plus proche des observations. Si ce n’est ce détail, cette procédure modifie peu les résultats. On ne va alors montrer ici que la nouvelle figure r_J en fonction de \dot{m}_{in} .

En FIGURE vi.24 sont représentées les évolutions de r_J en fonction de \dot{m}_{in} dans les deux cas : à gauche avec un unique \tilde{f}_R , à droite avec $\tilde{f}_R^{\text{decay}} = 6\tilde{f}_R^{\text{rise}}$. Sur ces figures, on peut voir l'impact qu'a le fait de considérer la radio dans les fits. On a vu plus tôt que sans la radio, le rayon de transition n'est pas contraint durant l'évolution de l'état **HARD**. En considérant la radio avec un même facteur de renormalisation, on observe (gauche) que l'évolution des états **HARD** de la montée et de la descente est très similaire. Si l'on permet maintenant au fit de séparer ces deux phases, en choisissant par exemple 2 facteurs \tilde{f}_R différents, alors ces deux phases ne sont plus similaires dynamiquement parlant : à un même \dot{m}_{in} , le rayon de transition est plus élevé dans la montée que dans la descente ! La fin du cycle observé en rayons X n'est donc pas nécessairement la réelle fin du cycle en radio : le système n'est pas encore retourné à son état initial !

vi.5.5 Que dire de tout cela ?

L'évolution détaillée précédemment se fait en 5 grandes étapes, par le passage par 4 points particuliers auxquels des changements brusques se produisent dans le disque, voir FIGURE vi.22. En FIGURE vi.25, tout commence dans l'état quiescent, *i.e.* en haut à gauche. Puis le sursaut se décompose en 5 phases distinctes (en couleur). Le schéma pour la procédure de fit B avec 2 \tilde{f}_R différents a été choisi pour séparer les phases de montée et de descente, mais on n'oubliera pas que ces phases sont possiblement confondues.

La première ainsi que la dernière phase (en vert) durent entre 50 et 200 jours suivant les sursauts. Ce sont les deux phases **HARD**. Durant ces phases, le rayon de transition évolue lentement alors que le taux d'accrétion varie sur 2 ordres de grandeurs. On a grossièrement $r_J \propto \dot{m}_{in}^{0.3}$. Peu de modifications sont attendues dans ces phases sur la structure du disque. En outre, la possible différence entre les deux courbes de ces phases suggère que le sursaut que l'on observe n'est pas nécessairement une hystérésis. La 3ème phase (en rouge) dure elle aussi de 50 à 200 jours, c'est la phase **TH**. Durant cette phase, le rayon de transition varie peu ou pas du tout tandis que le taux d'accrétion diminue typiquement d'un facteur 5, $r_J = r_{in} \propto \dot{m}_{in}^0$. Encore une fois donc, peu de modifications dans la structure du disque sont attendues. Les phases intermédiaires (en bleu) durent nettement moins longtemps, 10 – 20 jours seulement, ce sont les phases **INT** et **SPL**. Pendant ces phases, le rayon de transition varie très brusquement, tandis que le taux d'accrétion change seulement d'un facteur ~ 2 environ, on a $r_J \propto \dot{m}_{in}^{2-3}$. Il est important de noter que dans la première transition le taux d'accrétion diminue, alors qu'il augmente durant la seconde transition.

Si les deux phases **HARD** s'avèrent être différentes, tout scénario d'explication de l'évolution ne devra donc pas dépendre d'un phénomène d'hystérésis. Et dans ce cas, à faible taux d'accrétion dans l'état quiescent (en haut à gauche), des processus seraient responsables d'un passage entre la courbe finale d'un sursaut et la courbe initiale.

vi.5.6 Comparaison à la littérature

À ma connaissance, seulement 2 études dans la littérature ont explicité l'évolution corrélée de ces deux paramètres (r_J, \dot{m}_{in}) : MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER (2005) dans le contexte de l'évaporation du disque (MEYER, LIU et MEYER-HOFMEISTER, 2000), et KYLAFIS et BELLONI (2015) pour la batterie cosmique (CONTOPOULOS et KAZANAS, 1998). On peut voir en FIGURE vi.26 une adaptation des figures de leurs travaux. En haut, l'évolution $r_J(\dot{m}_{in})$ se-

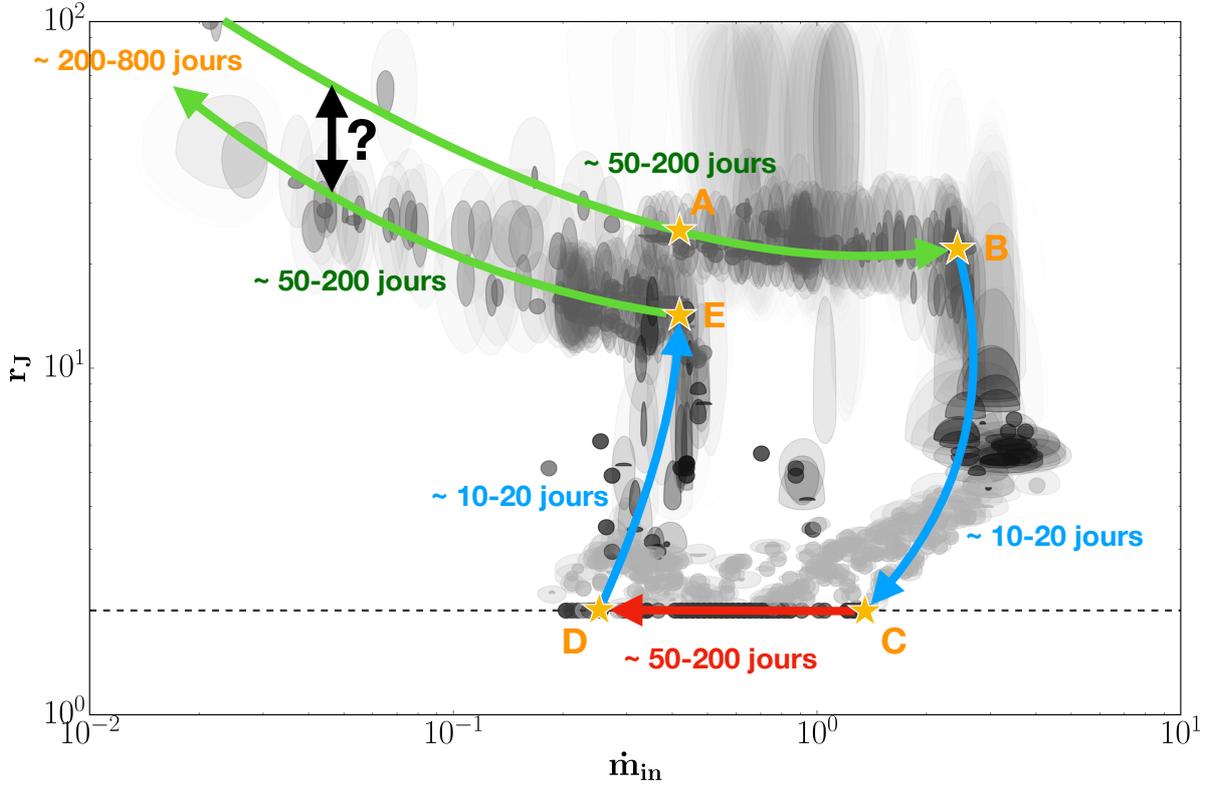


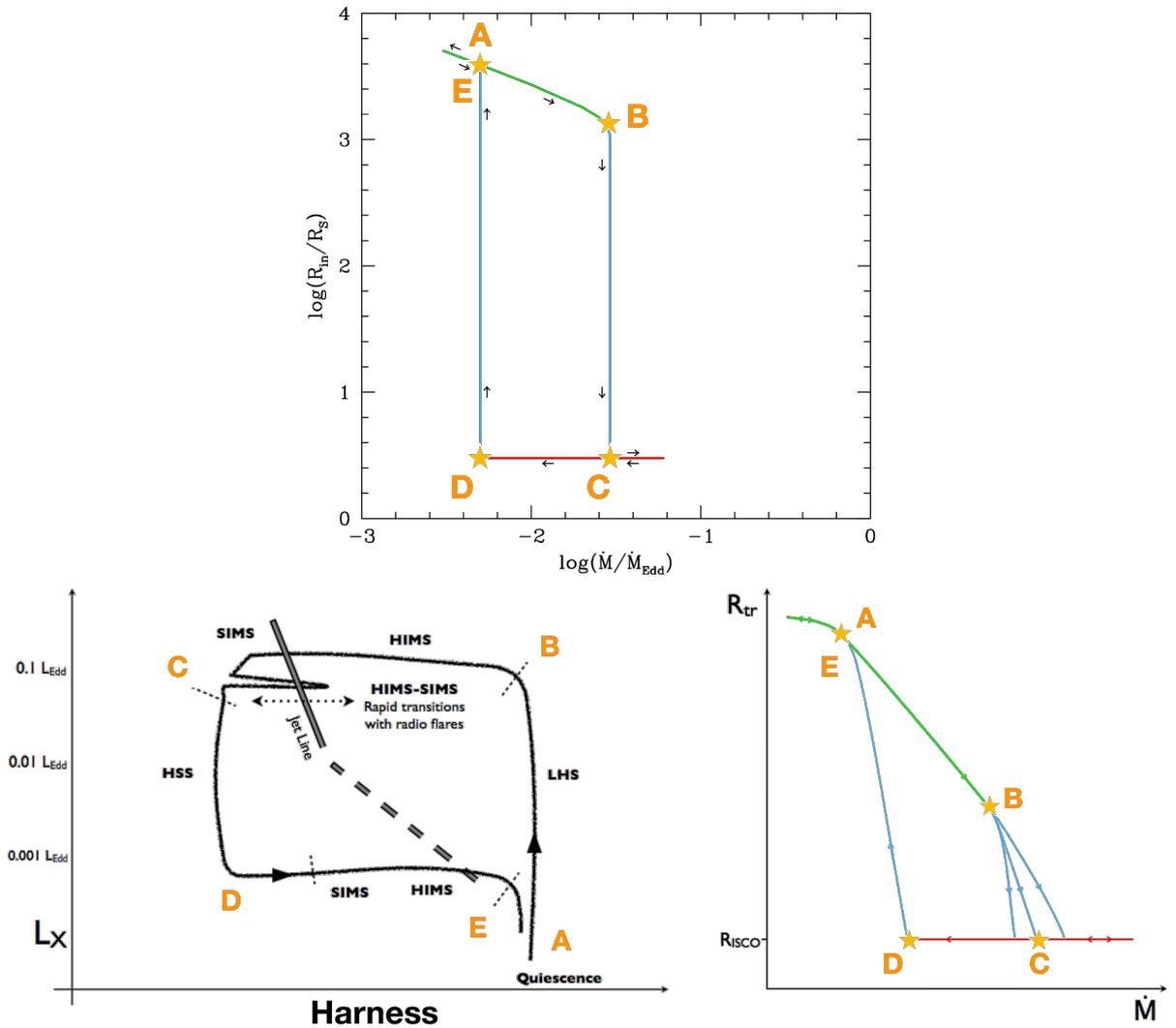
FIGURE vi.25. – Schéma d'évolution d'un sursaut dans le plan r_J - \dot{m}_{in} . En gris sont reportées les simulations présentées précédemment pour des normalisations différentes, $\tilde{f}_R^{(rise)} = 1.96 \cdot 10^{-11}$ et $\tilde{f}_R^{(decay)} = 1.18 \cdot 10^{-10}$. En couleur sont tracées les évolutions typiques durant chaque phase, séparées par des indicateurs orange (voir texte). La durée typique de chaque phase est indiquée sur le diagramme.

ION MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER (2005). En bas, l'évolution d'un objet typique dans un diagramme intensité-dureté (à gauche) ainsi que l'évolution de r_J en fonction de \dot{m} selon KYLAFIS et BELLONI (2015). Les phases ont été colorisées dans notre code couleur pour une meilleur compréhension.

Avant toute discussion, il est important de préciser deux aspects importants. D'abord, les évolutions présentées sur la FIGURE vi.26 ne sont pas le fruit d'un travail de simulation tel que je l'ai effectué ici, mais la schématisation qualitative du principe de l'évolution dans les paradigmes de MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER (2005) et KYLAFIS et BELLONI (2015). Ces schémas sont en fait les hypothèses à effectuer pour reproduire un cycle, tandis que l'évolution $r_J(\dot{m}_{in})$ présentée dans mon cas est en réalité un résultat. Ensuite, les modèles présentés ici reposent tous deux sur l'existence de la solution ADAF (NARAYAN et YI, 1995a; NARAYAN et YI, 1995b), qui pose plusieurs problèmes déjà détaillés en introduction⁹.

Maintenant, ces schémas présentent tout de même des similarités et différences intéressantes avec nos résultats. Ils sont très représentatifs de l'idée générale que se fait la communauté des cycles de binaires X. En outre, les résultats de ma modélisation semblent suggérer

9. Voir YUAN et NARAYAN (2014). L'existence de l'ADAF est remise en question aujourd'hui du fait de la faible valeur de δ nécessaire. Et, en plus de cela, les luminosités pour lesquelles de telles solutions existent se situent à des taux d'accrétion bien trop faibles pour reproduire un cycle.



Adapté de MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER (2005) et KYLAFIS et BELLONI (2015)

FIGURE vi.26. – Schéma d'évolution d'un sursaut selon MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER (2005) (haut), et KYLAFIS et BELLONI (2015) dans un HID (en bas à gauche) et dans le plan $r_J-\dot{m}_{in}$ (en bas à droite). En couleur sont tracées les évolutions typiques durant chaque phase, séparées par les mêmes indicateurs orange qu'en FIGURE vi.25 (voir texte).

plusieurs différences avec la vision usuelle.

- D'abord, les phases **HARD** avant A et après E sont nécessairement confondus dans la littérature, alors que la possibilité d'avoir 2 phases distinctes reste ouverte dans notre modélisation.
- Puis, une question importante se pose au niveau de la transition **INT** à haute luminosité, de B vers C. Dans la littérature, on s'attend à ce que la transition se produise à \dot{m}_{in} constant voire décroissant. En réalité, cela ne peut pas être le cas car durant cette transition 2 phénomènes se produisent : (1) les jets disparaissent et (2) le flot d'accrétion passe d'une solution radiativement peu efficace (spectres *hard*) à une solution radiativement efficace (spectres *soft*). Or, la luminosité globale de l'objet semble peu varier durant la transition, voir FIGURE vi.26 ou DFLD de GX 339 – 4. On a donc à la fois (1)

une extinction des jets (*i.e.* plus d'énergie dans le disque) et (2) une meilleure efficacité radiative du disque. Pour ces deux raisons, pour que la luminosité reste constante (ou même parfois diminue), le taux d'accrétion dans la transition doit nécessairement diminuer. Un raisonnement similaire peut être appliqué à la transition de D vers E , pendant laquelle le taux d'accrétion ne peut qu'augmenter si la luminosité ne décroît pas durant la transition.

- Une fois arrivé en D , un aspect important doit être retrouvé. Si la transition haute (B vers C) peut se faire à des luminosités différentes, tous les retours dans l'état *hard* (D vers E) semblent se produire à la même luminosité dans un objet donné (MACCARONE, 2003; CLAVEL et al., 2016). Dans nos fits, contrairement au points B et C qui peuvent être situés à des \dot{m}_{in} différents, la position de D est la même dans les 4 sursauts : ($r_J = r_{in}$, $\dot{m}_{in} \simeq 0.4$).

En résumé, l'évolution de r_J en fonction de \dot{m}_{in} nous a montré 2 aspects très différents de la littérature. (1) les transitions *hard* \leftrightarrow *soft* se font à des taux d'accrétion nécessairement variables : décroissant dans la transition haute et croissant dans le retour. (2) bien qu'en apparence le système semble avoir retrouvé son état initial une fois revenu dans l'état *hard*, ce n'est pas nécessairement le cas. Les phases *hard* de début et de fin de sursaut ne sont pas forcément confondues.

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

"Birds born in a cage think flying is an illness"
Alejandro Jodorowsky

CONCLUSIONS

Durant ma thèse il a d'abord été question de développer un code permettant de résoudre l'équilibre thermique local de n'importe quelle configuration de disque Keplerien, magnétisé ou non. C'est à l'aide de ce code, appelé *DYPLODOCUS*, que tous les résultats de ma thèse ont été obtenus.

Dans un premier temps, de très nombreux tests ont été effectués afin de couvrir l'espace des paramètres du JED. Nous avons pu couvrir le domaine d'existence du disque éjectant de FERREIRA (1997) pour tous les paramètres disponibles dans le modèle : b et ζ les paramètres d'éjections, m_s et μ les paramètres locaux et r_{in} le rayon de la dernière orbite stable. Nous avons pu étudier les multiples branches de solutions différentes du JED ainsi que leurs signatures spectrales. Ces solutions avaient été trouvées par PETRUCCI et al. (2010) à l'aide d'un code 1T traitant les processus de rayonnement de manière bolométrique. Désormais, dans *DYPLODOCUS*, les électrons et ions peuvent avoir des températures différentes et les processus de rayonnements sont traités à l'aide du code *BELM*, un code qui résout exactement les processus radiatifs mis en jeu. Ce code produit aussi de manière auto-cohérente les spectres associés. Tout cela est donc une nette amélioration des précédents travaux.

De cette étude sur le JED, il en ressort 2 nouvelles informations importantes. (1) le JED présente une hystérésis provenant de la variation du taux d'accrétion dans le disque. Cette hystérésis n'a pas les propriétés spectrales capables de reproduire l'évolution spectrale d'un sursaut typique d'une binaire X, mais pourrait tout à fait être à l'origine du comportement observé dans certains cycles qualifiés de "ratés". (2) pour un jeu de paramètres physiquement en accord avec la dynamique des JEDs de FERREIRA (1997), une solution de JED reproduit les états *hard* des binaires X. Alors que les modèles usuels se limitent à des luminosités de quelques pourcents (YUAN et NARAYAN, 2014), cette solution de JED est capable de produire des spectres *hard* allant jusqu'à 50% d'Eddington! C'est donc une première, voir MARCEL et al. (2018a).

Sachant que le SAD présente la possibilité de reproduire les états *soft* (DONE, GIERLIŃSKI et KUBOTA, 2007) et que désormais le JED reproduit les états *hard*, on imagine bien qu'une configuration hybride de disque reproduirait alors tous les états intermédiaires. Nous nous sommes donc concentrés dans un second temps sur ces configurations hybrides de disques,

composés d'un JED et d'un SAD. La seule question alors à se poser est de savoir lequel des deux, entre le JED et le SAD, est présent dans les régions internes de l'autre. Nous avons choisi de privilégier la configuration JED interne car plusieurs observables différentes semblent suggérer qu'un rayon de transition diminue lors de la transition *hard* vers *soft* et augmente lors de la transition inverse *soft* vers *hard*.

Avec ces travaux, nous avons pu montrer que l'espace des observations en X était totalement couvert par les configurations hybrides en variant seulement 2 paramètres : le rayon de transition r_J et le taux d'accrétion \dot{m}_{in} . De plus, en estimant la luminosité des jets produits par chaque jeu de paramètres du disque, on peut estimer quel sera le flux radio reçu. En utilisant le même facteur de normalisation de ce flux, on arrive de manière cohérente avec le spectre X à couvrir l'espace des observations radios. Mais, non seulement tous les flux sont reproductibles, mais chaque couple (r_J, \dot{m}_{in}) qui reproduit le flux radio semble bien reproduire le spectre X associé. On aurait donc à la fois la possibilité de reproduire les spectres X et la luminosité radio associée. Pour s'en convaincre, 5 états canoniques de l'évolution ont été reproduits. Ces 5 états ont été choisis pour être les étapes importantes de l'évolution d'un sursaut typique de GX 339 – 4, l'objet le plus représentatif des binaires X au comportement usuel. Voir MARCEL et al. (2018b).

Finalement, une troisième étude plus poussée a été effectuée dans le but de reproduire l'intégralité des observations de GX 339 – 4 durant une période de 15 ans. En utilisant des fits en X de CLAVEL et al. (2016) on a pu contraindre l'évolution temporelle des 2 paramètres (r_J, \dot{m}_{in}) durant l'évolution des 4 sursauts de GX 339 – 4 de cette période. La reproduction de ces sursauts est un succès, car en plus du spectre X, les flux radios fournis par CORBEL et al. (2013) sont correctement ajustés. Par la suite, nous avons utilisé les mêmes observations radios de CORBEL et al. (2013) pour contraindre l'évolution temporelle des paramètres (r_J, \dot{m}_{in}) . Les résultats de fits sont bluffant, tant les spectres X et les flux radio sont similaires aux observations. De plus, plusieurs observables extérieures telles que les QPO basses fréquences ou la raie du Fer sont aussi en accord avec l'évolution des paramètres dynamiques.

Par ailleurs, même si l'évolution temporelle des couples (r_J, \dot{m}_{in}) de chaque sursaut est différente, le tracé de l'évolution de r_J en fonction de \dot{m}_{in} montre que les 4 sursauts suivent tous un même chemin dans le diagramme $r_J = f(\dot{m}_{in})$. Cette évolution est similaire aux attentes théoriques de ESIN, McCLINTOCK et NARAYAN (1997) ou FERREIRA et al. (2006), et présente beaucoup de similarités avec les tracés théoriques de (e.g., MEYER-HOFMEISTER, LIU et MEYER, 2005 ; KYLAFIS et BELLONI, 2015). Les différentes procédures de fit utilisées dans ce chapitre apportent par ailleurs de nouvelles contraintes sur l'évolution de GX 339 – 4 durant ces cycles.

L'une des certitudes du début de ma thèse est que les processus d'accrétion et d'éjection autour d'objets compacts sont liés. Durant cette thèse, nous avons pu contraindre les processus d'accrétion, peu maîtrisés encore dans les objets étudiés, à l'aide d'informations sur les éjections. C'est une première qui ouvre des perspectives intéressantes pour la compréhension de ces phénomènes liés d'accrétion-éjection.

AMÉLIORATIONS DE DYPLODOCUS

Améliorations directes

Une des améliorations les plus directes est la possibilité d’avoir une puissance emportée par les jets dépendante de la structure thermique du disque, $b = b(\varepsilon)$. L’hypothèse $b = Cst$ a été faite par simplification car les calculs à b variable s’avèrent plus complexes que prévus¹. Cette partie du code est déjà développée dans DYPLODOCUS, et l’étude de configurations à b variable sera faite par la suite.

Les résultats actuels seront peu modifiés par une telle amélioration, car comme on a pu le voir les solutions de JED utilisées avec $b = 0.3$ sont cohérentes avec $b(\varepsilon = 0.1 - 0.3)$ dans les états *hard* et *slim*, voir section [iv.3.1](#). En revanche, cette possibilité pourrait s’avérer prépondérante pour l’hystérésis du JED. Là où l’on a cherché à reproduire une hystérésis avec une unique valeur de b , on aura désormais un b différent sur les branches chaude et froide. Typiquement $b(\varepsilon) = 0.2 - 0.4$ pour la solution chaude et $b(\varepsilon) > 0.9$ pour la solution froide, ouvrant la porte à de nouvelles possibilités.

De la même manière, les phénomènes d’illumination ont été calculés en supposant que tout le rayonnement du SAD externe entrainé dans la zone du JED avec un facteur ω indépendant du rayon. Les résultats de fits présentés dans le chapitre [vi](#) sont très dépendants de l’indice spectral des spectres synthétiques $\Gamma(r_J, \dot{m}_{in})$, dont on a vu qu’il était justement très dépendant de ω .

Dans les fits spectraux incluant la radio, l’indice est trop élevé pour les grands rayons de transition, suggérant une surestimation de ω , tandis qu’il est trop faible à petits rayons de transition, suggérant une sous-estimation de ω . De meilleures estimations de ω ainsi que la possibilité qu’il varie avec le rayon pourraient nettement améliorer les résultats.

Ensuite, l’inclinaison de la source a été négligée par simplicité et par manque de contraintes significatives dans le cas de GX 339 – 4, où $i \in [37^\circ, 78^\circ]$ (HEIDA et al., 2017). Pour une production de spectres plus fiables, l’inclinaison devra faire partie des futures améliorations du calcul des spectres. En outre, il faudrait prendre en compte des effets d’extinction de certaines parties du disques par les parties externes, extrêmement évasées.

Enfin, la résolution des équations en potentiel Newtonien est clairement une autre limitation de DYPLODOCUS. Un passage des équations de la résolution en potentiel relativiste devrait être possible et pourrait améliorer la fiabilité des résultats pour les petits rayons ($1 - 3 R_g$). Le problème, c’est que cette modification va de pair avec la prise en compte d’effet relativistes pour le rayonnement. Si la prise en compte de la relativité dans les équations de la dynamique est assez directe, l’inclusion de phénomènes relativistes tels que le ray-tracing est un vrai casse tête.

Améliorations indirectes

Une autre amélioration du code, pourrait être l’extension de la zone de transition entre les deux flots d’accrétion. Dans tous les travaux présentés, la zone de transition entre les

1. Ces solutions sont encore extrêmement dépendantes des conditions aux limites.

deux disques a toujours été supposée très petite devant le rayon, et a donc été négligée. Cette hypothèse impose alors un énorme saut en densité, ainsi que la présence d'un point critique sonique dans l'écoulement $|u_r| = c_s$. Il n'est d'ailleurs pas clair aujourd'hui comment cette transition se créerait. La transition, supposée abrupte, nécessite une discontinuité en magnétisation μ qui peut être réalisée si un front de densité se propage en r_J , *i.e.* $n_e(r_J^-) \ll n_e(r_J^+)$, déjà étudié dans le cas ADAF-SAD (HONMA, 1996; MANMOTO et KATO, 2000). Les mouvements de ce front de densité provoqueraient alors le cycle observé. La création de ce front de densité, ainsi que les processus permettant sa très lente évolution, restent encore inconnus à ce jour.

On pourrait alors par exemple imaginer que la transition entre les deux flots d'accrétion se fasse sur une distance de l'ordre de $h(r_J)$ (la hauteur du disque au rayon de transition). On imposerait alors des profils radiaux de quantités telles que m_s pour effectuer une transition entre $m_{s,turb} = \alpha_v \varepsilon \ll 1$ et $m_{s,jets} = 2q\mu \sim 1$. Cette description, plus réaliste, demande par ailleurs des hypothèses sur les couples en présence et donc sur les profils radiaux. Tant qu'à faire des hypothèses, nous avons préféré faire l'hypothèse la plus simple : une transition brusque. Mais une meilleure description de la zone de transition devrait être, à terme, une des améliorations importantes de DYPLODOCUS.

Une autre amélioration moins directe du code a déjà été tentée, bien que non présentée dans ce manuscrit. Elle consiste en la résolution de configurations SAD interne et JED externe, ou encore SAD-JED-SAD, telles que suggérée par FERREIRA et DEGUIRAN (2013). C'est à dire des configurations où l'extension du JED est finie dans les deux directions. On aurait alors un SAD entre r_{in} et $r_{J,in}$, puis un JED entre $r_{J,in}$ et $r_{J,out}$, et enfin un SAD au delà, entre $r_{J,out}$ et r_{out} .

Le problème de ce type de configuration est la complexité des phénomènes non-locaux à prendre en compte. Dans la précédente configuration avec JED interne, on a supposé que le JED n'influçait pas l'équilibre thermique du SAD externe (peu d'effets inside-out). Dans le cas d'une configuration SAD-JED-SAD, deux termes d'illumination sur le JED sont désormais à prendre en compte : celui du SAD externe et celui du SAD interne. Le JED est donc ici influencé par les 2 portions de SAD. Le problème est que la structure thermique du JED, via l'advection, influence nécessairement le SAD interne. On a donc un équilibre qui doit se construire entre l'équilibre thermique du SAD interne (chauffé par l'advection du JED) et l'équilibre thermique du JED (refroidi par illumination par le SAD interne). La résolution est alors complexe. Plusieurs semaines de travail ont donné quelques résultats intéressants pas encore mis en forme, qui méritent un approfondissement certain. Cela représente un travail annexe encore en développement.

La dernière amélioration, et certainement la plus utile, serait l'inclusion d'un modèle sous XSPEC. On pourrait imaginer ajuster directement un spectre observé sous XSPEC afin d'en déduire les jeux de paramètres produisant le spectre synthétique le plus proche du spectre observé. La procédure d'ajustement permettrait alors d'ajuster directement le spectre, plutôt que les paramètres des fits comme on l'a fait dans le chapitre vi.

Cela pourrait être fait de deux manières. (1) l'inclusion directe de la résolution de la structure thermique, et donc de la création du spectre, sous XSPEC. Pour chaque spectre observé donné, on ajusterait alors via plusieurs simulations les meilleurs jeux de paramètres possibles. Le problème de cette méthode est que même si chaque simulation prend seulement quelques secondes (typiquement 1 – 5 secondes), la procédure d'ajustement pourrait prendre

un certain temps du fait du nombre de paramètres libres. De plus, une dégénérescence est par ailleurs possible. Comment savoir alors si l'on a le bon jeu de paramètres m , d , r_{in} , b , m_s , ξ , etc... (2) la création de tables précises pour chaque objet. La table serait donc adaptée à chaque objet, *i.e.* avec des paramètres fixés au préalable, les paramètres m , d et r_{in} étant aisés à choisir. Le choix des autres paramètres tels que m_s , b ou μ nécessiteraient par ailleurs plus d'adaptation et de maîtrise du domaine d'évolution des paramètres du modèle. Une telle table pour GX 339 – 4 est actuellement en implémentation sous XSPEC en collaboration avec P.-O. Petrucci.

On pourrait imaginer, *in fine*, qu'à l'aide d'une simple table, on puisse avoir un accès direct à la géométrie du flot d'accrétion à tout moment : une estimation de r_J et \dot{m}_{in} en un clin d'oeil. On aurait alors accès très facilement au diagramme d'évolution $r_J = f(\dot{m}_{in})$. On aurait aussi une estimation du flux radio F_R si \tilde{f}_R est connu, ou alors une estimation de \tilde{f}_R et de l'efficacité radiative des jets f_{rad} si le flux radio F_R est fourni. L'ajout de la radio pourrait par ailleurs se faire sous XSPEC, à l'aide de deux paramètres \tilde{f}_R et $F_R^{(obs)}$ dans l'objet considéré.

PERSPECTIVES

"I would rather have questions that can't be answered than answers that can't be questioned"

Richard P. Feynman

Perspectives observationnelles

Les observations utilisées ne s'étendant que dans la bande 3 – 40 keV, il se pourrait que des composantes spectrales des spectres synthétiques ne soient pas partout en accord avec les observations. C'est crucial pour deux portions du spectre.

Dans les bandes d'énergies 0.2 – 3 keV, disponibles via NICER ou XMM, de meilleures contraintes de la température du disque multi-couleur pourrait disqualifier la modélisation des états *soft* par un disque standard simple.

De la même manière, dans les états *hard* de haute luminosité, il semblerait qu'une coupure à haute énergie soit détectée au delà de 50 – 100 keV. Cette coupure est en accord avec notre modélisation, et est même inévitable dans tous spectres *slim*, *i.e.* pour des luminosités au dessus de $\sim 5\% L_{Edd}$. Là encore, si des spectres venaient à être observés (via Fermi ou ATHÉNA par exemple) à de si haute luminosité sans la présence d'une coupure haute énergie de quelques dizaines/centaines de keV, notre modèle ne serait pas capable de les reproduire².

Par ailleurs, la prolongation directe du travail effectué durant cette thèse est évidemment l'application de DYPLODOCUS à d'autres sursauts de GX 339 – 4 et d'autres objets. Le choix de GX 339 – 4 a résulté uniquement du fait que les données X et radio nous étaient aisément accessibles via des collaborations directes avec S. Corbel et M. Clavel. Mais des collaborations avec d'autres observateurs, ou même l'utilisation de données en accès libre, nous permettraient peut-être une généralisation de ce travail. Plusieurs choses sont à confirmer, étudier ou observer :

2. Dans ce cas précis, une adaptation de m_s serait la solution.

- Les autres sursauts de GX 339 – 4 sont-ils eux aussi décrits par la même évolution $r_J(\dot{m}_{in})$?
- Que dire des sursauts ratés ? Suivent-ils la même évolution $r_J(\dot{m}_{in})$? Rebroussement-ils chemin avant d'atteindre des taux d'accrétions assez importants pour rentrer dans un cycle usuel, ou suivent-ils simplement une évolution totalement différente ?
- Les autres binaires X suivent-elles une évolution similaire à celle de GX 339 – 4 ? Cela permettrait de savoir si toutes les binaires X subissent réellement un même phénomène.
- La différence entre les phases de montée et de descente dans les flux radio est-elle systématique et aussi significative pour tous les autres objets ?
- Qu'arrive-t-il à des objets plus farfelus comme par exemple GRS 1915 + 105 ? L'oscillation de cet objet entre les états *hard* et *soft* de forte luminosité est déroutante.
- Les outliers³ (CORIAT et al., 2011) subissent-ils une évolution dynamique que l'on peut disséquer comme on vient de le faire pour les sursauts de GX 339 – 4 ?

Toutes ces questions sont encore à ce jour totalement ouvertes, mais l'étude d'autres objets et cycles avec DYPLODOCUS devrait permettre d'y répondre. Afin d'apporter des réponses à ces questions, il est crucial de disposer d'un maximum d'observations simultanées de spectres X, associés à des flux radio, et pourquoi pas infra-rouges. Une couverture spectrale globale n'est pas nécessaire, mais la possibilité de contraindre la structure thermique du disque via le rayonnement des jets qui en sont issus est très dépendante de ces observations simultanées.

Perspectives numériques et dynamiques

En un moment donné, il faut désormais d'abord vérifier la stabilité et la possibilité de notre paradigme. Par le passé, très peu de simulations MHD ont été effectuées sur les JED. Les quelques simulations faites à ce jour ont seulement fait quelques orbites, et il n'est donc en aucun cas évident que de telles solutions magnétisées puissent se maintenir. Et on ne parle même pas d'ailleurs d'étendre ces solutions sur des extensions aussi grandes que dans notre modèle. Un travail numérique de confirmation du modèle est donc encore nécessaire.

Mais notre modélisation n'implique pas seulement l'existence de solutions JED, mais aussi l'existence et le maintien pendant des milliers d'orbites d'un rayon de transition entre 2 flots d'accrétions très différents. Rien ne dit⁴ qu'un flot d'accrétion froid et dense puisse être maintenu à une distance donnée dans le disque par un flot d'accrétion interne peu dense et magnétisé.

Et tout cela, c'est sans se poser la question la plus fondamentale : qu'est ce qui est responsable de cette évolution temporelle ? On imagine que cette évolution sera liée au transport du champ magnétique dans le disque $B_z(r, t)$, en réponse aux variations de quantité de matière $\Sigma(r, t)$. Cette transition nécessitant bien sûr un saut en densité et la variabilité de la transition décrite précédemment. Le jeu de pouvoir entre l'advection et la diffusion du champ magnétique dans les disques d'accrétion sera dans le futur une étape importante de l'explication de cette évolution temporelle.

3. Un groupe de binaires X à trous noirs produisant des émissions radios moins lumineuses que les binaires X typiques, *i.e.* hors de la corrélation usuelle.

4. Si ce n'est les observations, en fait.

Dynamiquement parlant, on peut résumer les aspects encore à étudier à quelques points :

1. Le saut en densité et le point transsonique de la transition entre le SAD et le JED,
2. La variabilité de la transition, donnant possiblement naissance à des QPOs,
3. Le transport du champ magnétique dans un disque d'accrétion (diffusion versus advection).

Chacun de ces points nécessitant un travail de thèse ou de post-doc. Un beau programme en perspective.

A

PUBLICATIONS ACCEPTÉES

A UNIFIED ACCRETION-EJECTION PARADIGM FOR BLACK HOLE X-RAY BINARIES. II, OBSERVATIONAL SIGNATURES OF JET-EMITTING DISKS

A UNIFIED ACCRETION-EJECTION PARADIGM FOR BLACK HOLE X-RAY BINARIES. III, SPECTRAL SIGNATURES OF HYBRID DISK CONFIGURATIONS

A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries

II. Observational signatures of jet-emitting disks

G. Marcel¹, J. Ferreira¹, P.-O. Petrucci¹, G. Henri¹, R. Belmont^{2,3}, M. Clavel^{1,4}, J. Malzac^{2,3}, M. Coriat^{2,3}, S. Corbel⁵, J. Rodriguez⁵, A. Loh⁵, S. Chakravorty⁶, and S. Drappeau^{2,3}

¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

e-mail: gregoire.marcel@univ-grenoble-alpes.fr; gregoiremarcel26@gmail.com

² Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, Toulouse, France

³ CNRS, IRAP, 9 Av. Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

⁴ Space Sciences Laboratory, 7 Gauss Way, University of California, Berkeley, CA 94720-7450, USA

⁵ Laboratoire AIM (CEA/IRFU – CNRS/INSU – Université Paris Diderot), CEA DSM/IRFU/SAP, 91191 Gif-sur-Yvette, France

⁶ Department of Physics, Indian Institute of Science, Bangalore 560012, India

Received 10 October 2017 / Accepted 8 March 2018

ABSTRACT

Context. X-ray binaries display cycles of strong activity during which their luminosity varies across several orders of magnitude. The rising phase is characterized by a hard X-ray spectrum and radio emission due to jets (hard state), whereas the declining phase displays a soft X-ray spectrum and no jet signature (soft state). The origin of these correlated accretion-ejection and spectral hysteresis cycles is still under investigation.

Aims. We elaborate on the previously described paradigm, where the increase and decrease in the disk accretion rate is accompanied by a modification of the disk magnetization μ , which in turn determines the dominant torque allowing accretion. For μ greater than some threshold, the accretion flow produces jets that vertically carry away the disk angular momentum (jet-emitting disk, or JED mode), whereas for smaller μ , the turbulence transfers the disk angular momentum outward in the radial direction (standard accretion disk, or SAD mode). The goal of this paper is to investigate the spectral signatures of the JED configurations.

Methods. We have developed a two-temperature plasma code that computes the disk local thermal equilibria, taking into account the advection of energy in an iterative way. Our code addresses optically thin/thick transitions, both radiation and gas supported regimes, and computes in a consistent way the emitted spectrum from a steady-state disk. The optically thin emission is obtained using the BELM code, which provides accurate spectra for bremsstrahlung and synchrotron emission processes as well as for their local Comptonization.

Results. For a range in radius and accretion rates, JEDs exhibit three thermal equilibria, one thermally unstable and two stable: a cold (optically thick and geometrically thin) and a hot (optically thin and geometrically thick) equilibrium. From the two thermally stable solutions, a hysteresis cycle is naturally obtained. However, standard outbursting X-ray binary cycles cannot be reproduced. Another striking feature of JEDs is their ability to reproduce luminous hard states. At high accretion rates, JEDs become slim, where the main cooling is advection.

Conclusions. When the loss of angular momentum and power in jets is consistently taken into account (JED mode), accretion disks have spectral signatures that are consistent with hard states, up to high luminosities. When no jet is present (SAD mode), the spectral signature is consistent with the soft state. These two canonical spectral states of black hole binaries can be explained in terms of two completely different dynamical solutions, namely JED and SAD. The observed spectral cycles can therefore be directly understood in terms of dynamical transitions from one accretion mode to another. These transitions must involve states where some regions emit jets and others do not, however, which argues for hybrid disk configurations.

Key words. black hole physics – accretion, accretion disks – magnetohydrodynamics (MHD) – ISM: jets and outflows – X-rays: binaries

1. Introduction

A huge amount of data at all wavelengths has been collected in the past 20 years on black hole X-ray binaries, hereafter XrBs (for a global review see Dunn et al. 2010). These objects spend most of their time in quiescence at very low accretion rates, but occasionally, they produce outbursts that last from a few months to a year. Their flux then rises by several orders of magnitude across the whole electromagnetic spectrum (see, e.g., Corbel et al. 2004, Fender et al. 2006; Remillard & McClintock

2006; Done et al. 2007, for recent reviews). During an outburst, XrBs show very different spectral and temporal states that can be easily distinguished in a hardness-intensity diagram (HID) where the X-ray luminosity is plotted versus the hardness ratio of the X-ray spectrum (see, e.g., Homan et al. 2001; Fender et al. 2004). The evolutionary track produces a typical q-shaped figure that reveals a hysteresis: outbursting XrBs have two distinct spectra with the same X-ray luminosity above 1–2% Eddington luminosity. At the beginning of the outburst, the system is in the so-called hard state: the spectrum has a hard

power-law shape up to a few tens to hundreds of keV, requiring a very hot, optically thin plasma (referred to as the “corona”). Then, when the system reaches high luminosities (up to a few tens of the Eddington luminosity), it transits within a few days through a bright intermediate state into the so-called soft state (referred to as the “cold disk”). In this state, the spectrum is dominated by strong and soft X-ray emission, which is commonly interpreted as thermal emission from an optically thick geometrically thin accretion flow. In the latter state, the luminosity starts to decrease and the system returns to the hard state, transiting through a faint intermediate state. The luminosities at which a system transits from hard to soft states are several times higher than the luminosity of the reverse transition (see Appendix in [Dunn et al. 2010](#)).

Similarly to some active galactic nuclei, XrBs also show evidence of jets (e.g., [Mirabel et al. 1992](#); [Fender et al. 1997](#)) that is usually observed in the radio band but that can, at least in extreme cases, contribute significantly to the X-ray emission ([Corbel et al. 2002](#); [Rodriguez et al. 2008](#)). The flat-to-inverted slope detected in radio and IR fits the spectrum expected from a stratified self-absorbed compact synchrotron jet very well (see [Blandford & Königl 1979](#)). These jets are systematically observed in the hard states, showing a tight correlation between the radio and the X-ray emission, which is attributed to the jet and the accretion flow, respectively ([Corbel & Fender 2002](#); [Corbel et al. 2000, 2003, 2013](#); [Gallo et al. 2003](#); [Merloni et al. 2003](#); [Falcke et al. 2004](#)). When the system transits to the soft state, the radio/IR emission is strongly reduced until it becomes undetectable (e.g., [Coriat et al. 2009, 2011](#)). This suggests the disappearance of the jet component when the accretion flow becomes geometrically thin and optically thick. At the end of the outburst, when the system returns to the hard state, the radio/IR emission that is due to the jet reemerges. Clearly, there is a tight correlation between the accretion flow spectral states and the emission properties of the jets, which argues for a direct dynamical link between these two.

The first attempts to address this complex behavior were mostly focused on the thermal properties of the accretion flow. In the scenario proposed by [Esin et al. \(1997\)](#), the inner accretion flow would be in a radiatively inefficient, optically thin thermal state during the low-luminosity hard state and would progressively change into a radiatively efficient, optically thick state in the luminous soft state. In terms of dynamics, the accretion flow was assumed to transit from an inner advection-dominated accretion flow or ADAF ([Ichimaru 1977](#); [Rees et al. 1982](#); [Narayan & Yi 1994](#)) to an outer SAD ([Shakura & Sunyaev 1973](#)). This was the first proposition to provide an interesting explanation for the surprising behavior of XRBs. However, this scenario faced open questions. One of them was explaining the observed hysteresis cycles. Why would XrBs follow a different thermal path while declining? A second question was related to the very existence of ADAF solutions, in particular at high luminosities, as required by observations. A third question was the failure of this scenario to explain the self-confined jets during the hard states. We examine these difficulties in more detail.

The scenario proposed by [Esin et al. \(1997\)](#) triggered many theoretical studies on how the accretion flow might transit outside-in from the thin accretion disk solution to the ADAF-like solution. One possibility was the “strong ADAF principle”, formulated by [Narayan & Yi \(1995\)](#), which states that the accretion disk would always “choose” the optically thin ADAF solution when several thermal solutions are possible. Although the strong ADAF principle lacks physical grounds, this idea nevertheless

allowed interesting studies of the physics at the transition radius R_t between these two solutions (e.g., [Honma 1996](#); [Abramowicz et al. 1998](#); [Kato & Manmoto 2000](#); [Gracia et al. 2003](#)). An explanation for this transition was then introduced by [Meyer et al. \(2000\)](#) and [RóžaŇska & Czerny \(2000\)](#), based on the idea of disk evaporation through a coronal flow (see, e.g., [Meyer & Meyer-Hofmeister 1994](#)). The transition radius R_t would naturally arise when the mass loss due to this evaporation mechanism matches the disk accretion rate (see also [Spruit & Deufel 2002](#)). Later, taking into account the illumination effect that photons from the central light source have on the evaporation rate of the outer accretion flow, [Meyer-Hofmeister et al. \(2005\)](#) provided a fairly convincing model for the hysteresis cycle (see also [Meyer-Hofmeister & Meyer 2014](#), and references therein). However, this scenario relies on the dynamical ADAF solution, which raises several problems.

Any ADAF solution requires two conditions: (1) a low-density plasma, so that the disk is not thermalized, and (2) a negligible fraction δ of the released magnetohydrodynamic (MHD) turbulent energy that heats the electrons. The first condition is never fulfilled in the high-luminosity hard states (see, e.g., [Oda et al. 2012](#)). Nevertheless, [Yuan \(2001\)](#) showed that optically thin, advection-dominated flows could still survive at a much higher luminosity than ADAFs; such flows were termed hot luminous flows or LHAF (for luminous hot accretion flow) and were initially obtained assuming $\delta = 0$. The existence of such solutions lies in the fact that the advection of internal energy plays the role of a local heating instead of a cooling: the inner accretion flow is thinner and radiates more strongly. The change of sign of the advection term (from cooling to heating) occurs only in the inner regions in this global solution subject to three constraints: the no-torque, sonic regularity, and an outer boundary condition. We refer to [Yuan et al. \(2000\)](#) for further details. The second condition regarding ADAFs, an electron heating parameter $\delta \ll 1$, implies that only the ions are directly heated and transfer their energy through Coulomb collisions to the electrons. Much work has been done on the value of δ , and it appears to be highly dependent on the magnetic field strength and on how the MHD turbulent energy is dissipated. More precisely, it depends on the nature of the dominant resonant turbulent waves and whether reconnection is present (see, e.g., [Gruzinov 1998](#); [Quataert & Gruzinov 1999](#); [Bisnovatyi-Kogan & Lovelace 2000](#); [Quataert et al. 2002](#); [Lehe et al. 2009](#)). The currently accepted value is $\delta \sim 0.1 - 0.5$ ([Yuan & Narayan 2014](#)) and closer to 0.5 for near equipartition fields, which would rule out ADAF or ADIOS models (see discussions in [Yuan & Narayan 2014](#); [Blandford & Begelman 1999](#)).

For LHAFs, [Xie & Yuan \(2012\)](#) revisited the model by assuming $\delta \sim 0.1 - 0.5$ but also including a mass loss $\dot{M}(R) \propto R^s$ with $s = 0.4$ due to a massive outflow. Such a high value of s leads to a significant modification of the accretion flow density profile, which drastically decreases the efficiency of the compressional work on ions. Because LHAFs mostly rely on this advection heating, the parameter regime for their existence is actually reduced. The authors found that beyond a few percent Eddington luminosity, only the optically thick, geometrically thin accretion flow solution is available. Again, although the model reproduces many aspects of X-ray binary behavior, high-luminosity hard states seem beyond reach.

Yet another critical ingredient has been neglected so far: jet production while in hard states and quenching in soft states. None of the models mentioned above includes jet formation within their disk dynamical description, which completely decorrelates the accretion flow and the jet properties. At best,

mass loss is taken into account, but the dominant torque remains the torque due to turbulence, and all released energy is either advected or released as radiation.

The reason generally invoked is that jets are assumed to arise only from the black hole ergosphere, following the seminal paper of Blandford & Znajek (1977), hereafter BZ. In this scenario, BZ jet power arises from the black hole rotational power. The surrounding disk serves only as a mass reservoir and as an electric conductor, maintaining toroidal electric currents and possibly fueling the black hole magnetosphere with some magnetic flux (see, e.g., Tchekhovskoy et al. 2011; McKinney et al. 2012; Lasota et al. 2014, and references therein). However, these models do not explain the hysteresis cycles observed in XrBs. One possibility would be that the magnetic field required to launch BZ jets can only be maintained when the accretion flow is geometrically thick (hard state), whereas it would diffuse away when it transits to the optically thick (soft state) and geometrically thin regime (e.g., Igumenshchev 2009; Penna et al. 2010; Sikora & Begelman 2013; Piran et al. 2015). However, some work remains to be done to compare this idea to observations. In addition, BZ jets require a rotating black hole. The task remains to reconcile such a scenario with similar accretion-ejection hysteresis cycles observed from neutron stars or even white dwarfs (Körding et al. 2007; Migliari et al. 2007; Miller-Jones et al. 2010; Körding 2014; Muñoz-Darias et al. 2014).

Another possibility would be that the magnetic field required to launch jets is generated by a disk dynamo (e.g., Meier 2001; Livio et al. 2003; King et al. 2004; Begelman & Armitage 2014; Begelman et al. 2015; Salvesen et al. 2016; Riols et al. 2017). However, jet production requires a strong vertical field, and to date, no B_z field amplification has ever been observed in 3D global simulations of accretion flows. Jets are never observed unless some initial vertical (large-scale) magnetic field is initially included in the simulation (Beckwith et al. 2008). A different dynamo mechanism has been proposed by Contopoulos & Kazanas (1998). In this cosmic battery, the source of the magnetic field is the azimuthal electric current associated with the Poynting-Robertson drag on the electrons of the accreting plasma. This promising mechanism deserves further development so as to be compared to observations. The model relies on a transition radius between an inner optically thin and an outer optically thick accretion flow (Contopoulos et al. 2015). The coupling between the dynamo action, jet launching, and the thermal properties of the accretion flow remain to be assessed.

The other way to produce self-confined jets is to tap the mechanical energy released in the accretion flow itself, following the seminal paper of Blandford & Payne (1982), hereafter BP. These BP jets also require a large-scale B_z magnetic field threading the disk. The first studies concentrated on cold flows, purely magnetically driven jets, that carry away mass, energy, and angular momentum belonging to the disk. As a consequence, they deeply affect the underlying disk structure (Ferreira & Pelletier 1993; Ferreira & Pelletier 1995), defining a new class of accretion flows. In this new accretion mode solution, termed jet-emitting disks (JEDs), the dominant torque is induced by the jets. In order to produce super-Alfvénic cold BP jets, smaller than but near to equipartition fields are found to be necessary (Ferreira 1997; Casse & Ferreira 2000a). The origin of such a strong magnetic field over a large radial extent within the disk is assumed to be a consequence of the complex interplay between field advection and diffusion. If the B_z magnetic field is strong enough, a JED can be established, whereas if the

magnetic field is smaller than a given threshold value, then no jet launching is assumed to be possible and the accretion takes place through MHD turbulence, as in the SAD mode.

Based on these physical ingredients, we proposed a paradigm for the hysteresis cycles of X-ray binaries in Ferreira et al. (2006), hereafter Paper I. This paradigm assumes that the disk is made of radial extended zones where one of these two accretion modes, JED or SAD, is established. It has been argued that the transition between these two modes depends mostly on the disk magnetization (Paper I, Petrucci et al. 2008). We thus propose to view the inner accretion flow (and its spectral signature) as a dynamical system that responds almost instantaneously to the evolution of two independent control parameters: the disk accretion rate, and the disk magnetization. A given parameter set therefore defines a disk configuration (Petrucci et al. 2008, 2010). The aim of the present study is to compute the spectral signatures associated with a JED configuration as accurately as possible, and a companion paper will aim at developing the hybrid JED-SAD configuration.

The paper is organized as follows. Section 2 describes how the thermal disk balance is computed, using a new two-temperature plasma code that also provides the spectral energy distribution of the disk. This is a generalization of the work by Petrucci et al. (2010), which was done solely for a one-temperature plasma. Section 3 describes the three classes of thermal states that have been found and their associated spectra. The influence of the JED dynamical parameters is extensively studied in Sect. 4. The next two sections focus on two striking properties of JED configurations. Section 5 investigates the characteristic JED thermal hysteresis cycles and compares them with the observed typical q-shaped cycles. Section 6 studies the most favorable dynamical JED parameters in greater detail that allow reproducing hard states up to high luminosities. Section 7 discusses several caveats of our analysis and summarizes our findings.

2. Thermal structure of accretion disks

2.1. Dynamical disk configurations

We consider an axisymmetric (cylindrical coordinates) accretion disk around a black hole of mass M . Throughout the paper, the calculations are made within the Newtonian approximation. We define R the radius, $H(R)$ the half-height of the disk, $\varepsilon(R) = H/R$ its aspect ratio, u_R the radial (accretion) velocity and $\Sigma = \rho_0 H$ the vertical column density with ρ_0 the mid-plane density. Moreover, and for the sake of simplicity, the disk is assumed to be always Keplerian, with a local angular velocity $\Omega \simeq \Omega_K = \sqrt{GM/R^3}$, where G is the gravitational constant. These approximations clearly have an impact, but addressing these points is beyond the scope of the present paper.

For simplicity, the disk is assumed to be in global steady-state so that any variation of the disk accretion rate $\dot{M}(R) = -4\pi R u_R \Sigma$ would be due to mass loss (jets or winds) from the disk alone, see Eq. (1) below.

The disk is assumed to be thread by a large-scale vertical magnetic field $B_z(R)$. As for any other disk quantity, the local magnetic field is assumed to be stationary on dynamical timescales (Keplerian orbital time), an evolution remaining possible on longer (accretion) timescales.

A JED configuration is described by the following elements:

- (1) The central object has a black hole mass M and an innermost radius R_{in} (a proxy for the black hole spin, which is not considered here),

- (2) the disk accretion rate feeding the black hole $\dot{M}_{in} = \dot{M}(R_{in})$ from the innermost radius, and
(3) the radial extent where the JED is established: between R_{in} and the outer disk radius R_{out} .

In the following, we adopt the dimensionless scalings $r = R/R_g$, $h = H/R_g = \varepsilon r$, where $R_g = GM/c^2$, $m = M/M_\odot$, and $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$ and $\dot{M}_{Edd} = L_{Edd}/c^2$ is the Eddington accretion assuming maximum efficiency and L_{Edd} is the Eddington luminosity. With these scalings, we explore the following range of values for XrB accretion disk physical parameters:

- Disk internal radius, $1 \leq r_{in} \leq 6$;
- Disk external radius, $r_{in} < r_{out} \leq 10^6$;
- Disk accretion rate, $10^{-6} \leq \dot{m}_{in} \leq 10^2$.

2.2. Model parameters

The obvious dynamical difference provided by the JED solutions (compared with the SAD solutions) is jet production. This is a very important difference since accretion and ejection are interdependent. In a JED mode, the disk launches self-confined jets and the disk accretion rate writes

$$\dot{m}(r) = \dot{m}_{in} \left(\frac{r}{r_{in}} \right)^\xi, \quad (1)$$

where $\dot{m}_{in} = \dot{M}_{in} c^2 / L_{Edd}$ is the normalized disk accretion rate feeding the central black hole and ξ is the disk ejection efficiency (see [Ferreira & Pelletier 1993](#)). In contrast to all alternative magnetically driven disk wind models, the value of the ejection efficiency ξ was computed as function of the magnetic field strength and depending on whether thermal effects are relevant at the base of the outflow. For cold tenuous fast jets, a typical value is $\xi \sim 0.01$ (see [Ferreira 1997](#)), whereas both denser and slower warm (magnetothermal) winds are obtained with $\xi > 0.1$ and up to 0.5 (see [Casse & Ferreira 2000b](#)). Since the disk luminosity varies by many orders of magnitude during an outburst, it is natural to use \dot{m}_{in} as a control parameter varying in time (on long timescales).

The global energy budget of a quasi-Keplerian accretion disk established between two radii r_1 and $r_2 > r_1$ can be written as

$$P_{acc} = 2P_{jet} + P_{adv} + P_{disk}, \quad (2)$$

where P_{acc} is the mechanical power released by accretion from r_2 to r_1 , P_{jet} is the MHD power feeding each jet (factor 2) produced by each side of the disk in the range of radii, P_{adv} the thermal power conveyed by the accretion flow from r_2 to r_1 , and P_{disk} the total disk luminosity. In this energy budget, the total power brought into the disk by turbulence is assumed to be negligible with respect to the released mechanical power (no-torque condition at the innermost radius). We define the jet power fraction as

$$b = \frac{2P_{jet}}{P_{acc}} \quad (3)$$

since the JED transfers a significant fraction of the accretion energy into the jets because in a JED mode, jets carry the entire disk angular momentum away and diminish the fraction of energy to be radiated. JEDs therefore have a lower radiative efficiency than SADs.

The disk magnetization is locally defined as

$$\mu = \frac{B_z^2 / \mu_0}{P_{tot}} = \frac{B_z^2 / \mu_0}{P_{gas} + P_{rad}} \quad (4)$$

and measured at the disk mid-plane. Here, B_z is the vertical magnetic field, μ_0 the vacuum permeability, and P_{gas} and P_{rad} are the plasma kinetic and radiation pressure, respectively. We note that in the mean field approach used by [Ferreira \(1997\)](#) and related works, the contribution of turbulent magnetic fields has been neglected to compute accretion-ejection flows. Numerical simulations of MRI do show the development of a turbulent pressure (see, e.g., [Salvesen et al. 2016](#), and references therein), but these simulations were made with mostly small magnetic fields (although one simulation was made with $\mu = 0.2$) and, more importantly, in a shearing box so that no BP jets could be launched (by construction). It is therefore not clear whether such a turbulent pressure would remain at this level in JEDs, which require near equipartition magnetic fields. In any case, this might be a possible limitation of the current model and should be kept in mind.

The value of the accretion speed u_R depends on the dominant torque acting upon the disk material. Its strength can be measured in the plane of the disk using the sonic Mach number (see [Casse & Ferreira 2000a](#))

$$m_s = \frac{-u_R}{c_s} = \frac{-u_R}{\Omega_K H} = m_{s,turb} + m_{s,jet} = \alpha_v \varepsilon + 2q\mu, \quad (5)$$

where $c_s = \Omega_K H$ is the sound speed in the disk, and $m_{s,turb}$ and $m_{s,jet}$ are the contribution from the turbulent torque and jet torque, respectively. The expression for the turbulent torque $m_{s,turb} = \alpha_v \varepsilon$ arises naturally in alpha disk theory (see, e.g., [Shakura & Sunyaev 1973](#)). It is usually multiplied by a factor on the order of unity that depends only on the radial distributions of pressure and angular velocity, which we incorporated within the dimensionless $\alpha_v < 1$ parameter for simplicity. Thus, in the SAD mode region, accretion takes place at a very sub-sonic pace ($m_{s,turb} \ll 1$) if the disk is geometrically thin. In a JED, $m_{s,jet} = 2q\mu$ where $q \approx -B_\phi^+ / B_z$ is the magnetic shear of the magnetic configuration and B_ϕ^+ is the toroidal magnetic field at the disk surface (see [Ferreira 1997](#), for more details). We note that q differs for each MHD solution so that m_s and μ can be seen as independent within the allowed parameter range. The precise value of $m_{s,jet}$ depends on the trans-Alfvénic constraint, but accretion in a JED is always at least sonic and usually supersonic with $m_{s,jet} \gtrsim 1$ ([Ferreira 1997](#)). This is the reason why the two accretion modes are mutually exclusive and have different physical behaviors.

These JED dynamical parameters, that is, (μ, ξ, m_s, b) , are all related to each other for a given cold MHD solution. However, as shown for instance in [Casse & Ferreira \(2000b\)](#), incorporating thermal effects at the disk surface introduces an additional degree of freedom. This is also the case with the source of the magnetic field diffusion ([Béthune et al. 2017](#)). As a consequence and for the sake of completeness of our study here, we use μ, ξ, m_s , and b as reasonably independent and uniform in radius. To summarize, a JED configuration is described by

- disk magnetization, $0.1 \leq \mu \leq 0.8$;
- disk ejection efficiency, $0.01 \leq \xi \leq 0.2$;
- accretion Mach number, $0.5 \leq m_s \leq 3$;
- jet power fraction, $0.2 \leq b \leq 0.8$;

where the range used for the dynamical parameters (μ, ξ, m_s, b) does not rely on any proxy or assumptions since it has been taken to be fully consistent with former MHD self-similar accretion-ejection calculations (see [Ferreira 1997](#); [Casse & Ferreira 2000b](#); [Petrucci et al. 2010](#), and references therein for more details).

2.3. Computing the thermal structure of the local disk

We assume a two-temperature $T_e \neq T_i$, fully ionized plasma with density $n_e = n_i$ and $\rho_0 = m_i n_e$, m_i being the proton mass. Indices i and e refer to ions and electrons throughout the paper. The electron density is related to the local disk accretion rate by

$$\begin{aligned} n_e &= \frac{\rho_0}{m_i} = \frac{\dot{M}}{4\pi m_i \Omega_K R^3} \frac{1}{m_s \varepsilon^2} = n_* \frac{\dot{m}(r) r^{-3/2}}{\varepsilon^2 m_s} \\ n_* &= \frac{1}{\sigma_T R_g} \simeq 1.02 \times 10^{19} m^{-1} \text{ cm}^{-3}, \end{aligned} \quad (6)$$

where σ_T is the Thomson cross section. Combining the disk quasi-static vertical equilibrium with the equation of state leads to

$$P_{\text{tot}} = n_e (k_B T_e + k_B T_i) + P_{\text{rad}} = \rho_0 \frac{GM}{R} \varepsilon^2 = P_* \frac{\dot{m}(r) r^{-5/2}}{m_s}, \quad (7)$$

where k_B is the Boltzmann constant and $P_* = m_i n_* c^2$. This equation provides a link between four independent variables: the disk aspect ratio $\varepsilon = h/r$, and T_e , T_i , and P_{rad} .

The electron and proton temperatures are solved at each radius using the coupled steady-state local energy balance equations

$$(1 - \delta) \cdot q_{\text{turb}} = q_{\text{adv},i} + q_{ie} \quad \text{ions} \quad (8)$$

$$\delta \cdot q_{\text{turb}} = q_{\text{adv},e} - q_{ie} + q_{\text{rad}} \quad \text{electrons}, \quad (9)$$

where q_{turb} is the turbulent heating term, $q_{\text{adv},i}$ ($q_{\text{adv},e}$) the ion (electron) advection of internal energy, q_{ie} the Coulomb collisional interaction between ions and electrons, and q_{rad} the radiative cooling due to electrons. In principle, the released turbulent energy could be unevenly shared between ions and electrons by a factor δ . We choose $\delta = 0.5$, however, as discussed in the introduction, since JEDs require strongly magnetized plasmas. The expressions for the various terms are detailed in Sects. 2.3.1–2.3.4.

2.3.1. Turbulent heating

The exact expression of the turbulent heating term remains unknown since no precise theory of MHD turbulence is available. Instead, one relies on the disk angular momentum conservation equation since in a near-Keplerian disk, all available energy is stored as rotation. We use the following expression from [Petrucci et al. \(2010\)](#)

$$\begin{aligned} q_{\text{turb}} &= (1 - b)(1 - \xi) \frac{GM\dot{M}(R)}{8\pi HR^3} \\ &\simeq 1.5 \times 10^{21} (1 - b)(1 - \xi) \frac{\dot{m}(r)}{\varepsilon m^2 r^4} \text{ erg/s/cm}^3. \end{aligned} \quad (10)$$

The power density heating term is a local decreasing function of the variable $\varepsilon(r)$ only, it is independent of other physical parameters such as T_e or T_i .

2.3.2. Coulomb interaction

The electron-ion collisional coupling term is taken from [Stepney & Guilbert \(1983\)](#)

$$\begin{aligned} q_{ie} &= \frac{3}{2} \frac{m_e}{m_i} n_e n_i \sigma_T c \ln \Lambda (k_B T_i - k_B T_e) \Delta_{ie} \\ &\simeq 7.82 \times 10^7 \frac{\dot{m}(r)^2 r^{-3}}{m^2 \varepsilon^4 m_s^2} (T_i - T_e) \Delta_{ie} \text{ erg/s/cm}^3 \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Delta_{ie} &= \frac{1}{K_2(1/\theta_e) K_2(1/\theta_i)} \\ &\times \left[\frac{2(\theta_e + \theta_i)^2 + 1}{\theta_e + \theta_i} K_1 \left(\frac{\theta_e + \theta_i}{\theta_e \theta_i} \right) + 2K_0 \left(\frac{\theta_e + \theta_i}{\theta_e \theta_i} \right) \right] \end{aligned}$$

where the temperatures are expressed in Kelvin, m_e the electron rest mass, $\ln \Lambda = 15$ the Coulomb logarithm, $\theta_e = k_B T_e / m_e c^2$, $\theta_i = k_B T_i / m_i c^2$ and $K_{0/1/2}$ are the modified Bessel functions. The collisional term is thus a function of T_i , T_e , and ε .

2.3.3. Advection

For a fluid of a species α (electrons e , ions i , or photons rad) with pressure P_α , internal energy density $U_\alpha = P_\alpha / (\gamma_\alpha - 1)$ with γ_α the adiabatic index and velocity \mathbf{u} , the advection term writes

$$\begin{aligned} q_{\text{adv},\alpha} &= P_\alpha \text{div } \mathbf{u} + \text{div } U_\alpha \mathbf{u} = \frac{\gamma_\alpha P_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \text{div } \mathbf{u} + \frac{\mathbf{u} \cdot \nabla P_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \\ &= \frac{u_R P_\alpha}{R} \left(\frac{\gamma_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \left(1 + \frac{d \ln u_R}{d \ln R} \right) + \frac{1}{\gamma_\alpha - 1} \frac{d \ln P_\alpha}{d \ln R} \right), \end{aligned} \quad (12)$$

where the last expression uses the fact that the only relevant speed is the radial (accretion) component. This can be further simplified to

$$\begin{aligned} q_{\text{adv},\alpha} &= -m_s \varepsilon \Omega_K P_\alpha \Delta_\alpha \\ \Delta_\alpha &= \frac{\gamma_\alpha}{\gamma_\alpha - 1} \left(\frac{1}{2} + \frac{d \ln m_s \varepsilon}{d \ln r} \right) + \frac{1}{\gamma_\alpha - 1} \frac{d \ln P_\alpha}{d \ln r}. \end{aligned} \quad (13)$$

For the sake of simplicity, we assume that ions and electrons have the same accretion speed (same m_s) and that electrons are relativistic ($\gamma_e = 4/3$), whereas ions remain non-relativistic ($\gamma_i = 5/3$). Moreover, the radiation pressure P_{rad} and radiation energy density U_{rad} are assumed to follow the law $U_{\text{rad}} = 3P_{\text{rad}}$ ($\gamma_{\text{rad}} = 4/3$), which is strictly valid only in optically thick media. However, if the plasma is optically thin, radiation leaves the system and is expected to have very little effect on energy advection. The error introduced is therefore negligible. We finally obtain

$$\begin{aligned} q_{\text{adv}} &= q_{\text{adv},i} + q_{\text{adv},e} + q_{\text{adv},\text{rad}} \\ &= q_{\text{adv},*} \left(\frac{P_i}{P_{\text{tot}}} \Delta_i + \frac{P_e}{P_{\text{tot}}} \Delta_e + \frac{P_{\text{rad}}}{P_{\text{tot}}} \Delta_{\text{rad}} \right) \\ q_{\text{adv},*} &= -m_s \varepsilon \Omega_K P_{\text{tot}} = -\varepsilon \frac{GM\dot{M}(R)}{4\pi R^4} \\ &= -3 \times 10^{21} \frac{\varepsilon \dot{m}}{m^2 r^4} \text{ erg/s/cm}^3 \end{aligned} \quad (14)$$

where $P_i = n_i k_B T_i$ and $P_e = n_e k_B T_e$. These two terms do not only depend on the variables ε , T_e , T_i , and P_{rad} , but also on their radial derivatives. This introduces numerical complications that require caution (see Appendix A for more details). In a usual dense cold disk, the Δ_α factors are on the order of unity and $q_{\text{adv}}/q_{\text{turb}} \propto \varepsilon^2/(1 - b)$, implying a negligible contribution from advection to the disk energy balance when it is cold ($\varepsilon \ll 1$).

2.3.4. Radiation

In our study, radiation is treated in a one-zone approach. The thermal balance of the disk is solved at each radius R and the corresponding self-consistent continuum emission is obtained by summing the contribution of each disk annulus of radius R , width dR and half-thickness $H(R)$. The continuum emission of accretion flows results from Compton scattering and emission/absorption through bremsstrahlung and synchrotron radiation. The radiation pressure P_{rad} and the bolometric radiation cooling term q_{rad} are described by single bridge functions that can accurately handle the optically thin and optically thick regimes, as described below.

Optically thick radiation. Optically thick solutions are well described within the radiation diffusion limit. The local emission $dL_\nu^{(thick)}$ from a disk annulus is then a simple blackbody with effective temperature $T_{eff} = (4/3\tau_{tot})^{1/4}T_e$, where T_e is the disk mid-plane temperature and τ_{tot} the total (half-) disk optical depth (defined below). The associated cooling rate is

$$q_{thick} = \frac{1}{H}\sigma T_{eff}^4 = \frac{1}{H}\frac{4\sigma T_e^4}{3\tau_{tot}}, \quad (15)$$

where σ is the Stefan-Boltzmann constant.

Optically thin radiation. The optically thin emission is computed using BELM (Belmont et al. 2008; Belmont 2009). This code computes the emission from a steady, uniform, spherical, magnetized cloud using the exact cross sections and including both synchrotron and bremsstrahlung radiation and thermal Compton scattering. Although it was designed to handle complicated, self-consistent particle distributions, we enforce here the use of thermal particle distributions. Each disk annulus is decomposed into dN spheres of radius $H(R)$ filled with a plasma of density n_e (or Thomson optical depth $\tau_T = \sigma_T n_e H$), electron temperature T_e , and magnetic field B . For simplicity, we assume a purely vertical field $B = B_z$ such that

$$B_z = B_* \left(\frac{\mu}{m_s} \right)^{1/2} \dot{m}^{1/2} r^{-5/4}, \quad (16)$$

where $B_* = \sqrt{\mu_0 P_*}$, consistent with the JED dynamical mode. To summarize, injecting these plasma parameters into the BELM code provides at each radius (1) the optically thin cooling rate q_{thin} and (2) the corresponding spectrum l_ν emitted by a sphere. The total optically thin spectrum emitted by the disk annulus is simply $dL_\nu^{(thin)} = dN l_\nu$, where $dN = 4\pi R H dR / (4\pi H^3 / 3)$. For more details, we refer to Appendix A and the papers on the BELM code.

Transition from thin to thick. The thin and thick cooling expressions are then inserted into a general bridge formula that is valid for all regimes (Hubeny 1990; Chen et al. 1995; Artemova et al. 1996; Esin et al. 1996). Defining the absorption, effective, and total optical depths as

$$\tau_a = \frac{2}{3\tau_{tot}} \frac{q_{thin}}{q_{thick}} \quad (17)$$

$$\tau_* = (3\tau_{tot}\tau_a/2)^{1/2} \quad (18)$$

$$\tau_{tot} = \kappa_R \rho_0 H, \quad (19)$$

respectively, where the total Rosseland mean opacity $\kappa_R = \kappa_T + \kappa_{ff}$ is computed using the Thomson $\kappa_T = \sigma_T/m_i$ and the free-free $\kappa_{ff} = 5 \times 10^{24} \rho_0 T_e^{-7/2}$ cm²/g opacity laws, the total cooling

rate can be approximated as

$$q_{rad} = q_{thick} \left(1 + \frac{4}{3\tau_{tot}} + \frac{e^{-\tau_{tot}/100}}{\tau_*^2} \right)^{-1}. \quad (20)$$

The numerical coefficients vary from one reference to another but are not expected to produce significant deviations. Compared to previous work, an exponential coefficient $e^{-\tau_{tot}/100}$ was added to enforce the optically thick-thin transition at very high Thomson optical depth, as in Wandel & Liang (1991). Similarly, the radiation pressure is estimated in the gray and Eddington approximation by

$$P_{rad} = \frac{q_{rad} H}{c} \left(\tau_{tot} + \frac{4}{3} \right) \quad (21)$$

and can be computed at any disk optical depth as a function of n_e , T_e , μ , and ε .

Consistently with the energy balance equation (20), a bridge formula is also required to compute the spectrum dL_ν emitted by each annulus. For this purpose, we use

$$dL_\nu = (1 - a)dL_\nu^{(thick)} + a dL_\nu^{(thin)}, \quad (22)$$

where $a = e^{-\tau_*^2} / (e^{-\tau_*^2} + e^{-1/\tau_*^2})$, such that $dL_\nu = dL_\nu^{(thick)}$ when $\tau_* \gg 1$ and $dL_\nu = dL_\nu^{(thin)}$ when $\tau_* \ll 1$. The total disk spectrum is computed by integrating over the entire disk $L_\nu = \int dL_\nu$ and the total received flux F_ν is computed assuming a face-on object located at a distance D , namely $F_\nu = L_\nu / 4\pi D^2$. In order to be specific and display spectra in physical units, we focus in this paper on GX 339-4, with $D = 8 \pm 4$ kpc (see Miller et al. 2004) and a mass $m = 5.8 \pm 0.5$ (see Hynes et al. 2003), although this source is not entirely face-on, as suggested in different work (Cowley et al. 2002; Miller et al. 2004; Gallo et al. 2004).

3. JED thermal states

For a set of disk parameters and at any given radius r , the set of Eqs. (7), (8), (9), (20), and (21) allows solving for the variables ε , T_e , T_i , and P_{rad} , providing thereby the radial distributions for these quantities as well as the emitted spectrum. The main difficulty is the nonlocal nature of the advection term since it depends on the radial derivatives of both the ion and electron temperatures. Commonly, either an assumption about the value (and sign) of its logarithmic derivative (e.g., Narayan 1996; Oda et al. 2010) or the computation of a global transonic flow (e.g., Yuan et al. 2000; Artemova et al. 2006, and references therein) have been used. Here, we start at r_{out} and progress inward down to r_{in} , keeping track of the previous thermal solution and obtaining thereby a consistent advection term. The difficulty is amplified because very often, three solutions can be found at a given radius (as shown in Petrucci et al. 2010). In this entire section, we use only 15 to 20 radial steps, but for Sects. 5 and 6, the highest resolution has been used so that the spectra and the thermal disk structure are no longer affected by the radial discretization. For more details on this and on our numerical methods, see Appendix A.

3.1. Three different JED solutions

As shown in Petrucci et al. (2010) in their one-temperature JED calculations, there may be either only one or three thermal equilibrium solutions at any given radius. This is of course also verified in our two-temperature resolution.

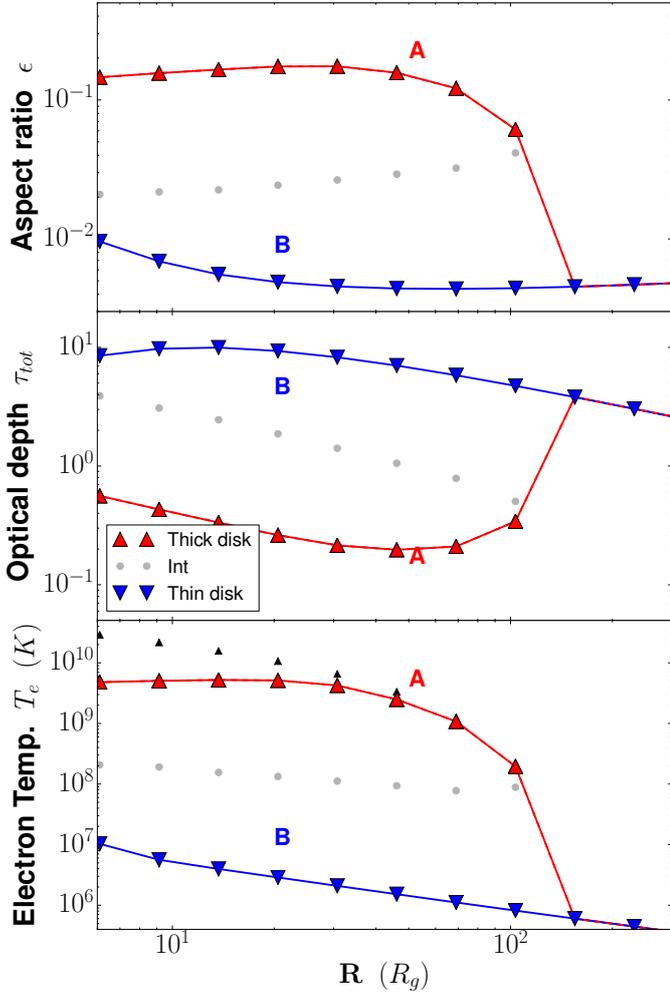


Fig. 1. JED configuration with $\dot{m}_{in} = 0.3$ and ($\mu = 0.1$, $\xi = 0.02$, $m_s = 1.5$, $b = 0.7$). The *top panel* shows the disk aspect ratio $\varepsilon = h/r$, the *middle panel* presents the total optical depth τ_{tot} , and the *bottom panel* shows the electron temperature T_e in K. The temperature T_i of the ions, when different from that of the electrons, is also shown as black markers. In these three panels, top-oriented triangles indicate the optically thin, geometrically thick (hot) solution, and bottom-oriented triangles indicate optically thick, geometrically thin (cold) solution. When present, the unstable intermediate solution is shown as gray dots. The two possible JED configurations A and B are defined as the red and blue distributions (see text).

We first examine a JED settled from $r_{in} = 6$ to $r_{out} = 5 \times 10^2$ with $\dot{m}_{in} = 0.3$ and dynamical parameters ($\mu = 0.1$, $\xi = 0.02$, $m_s = 1.5$, $b = 0.7$). The solution of the thermal equilibrium for all disk radii is shown in Fig. 1. This figure displays the radial distributions for the optical depth of the entire disk τ_{tot} , electron central temperature T_e (and T_i when different), and disk aspect ratio ε . In the outer parts of the disk, down to a transition radius $r_t \approx 180$, there is only one possible solution. The disk is in thermal balance with (mostly) radiation diffusion balancing turbulent heating, leading to a cool, optically thick and geometrically thin disk. Below this transition radius and down to the innermost disk radius r_{in} , however, three steady-state solutions are possible: (1) the same cold/geometrically thin as for $r > r_t$, (2) a much hotter, geometrically thick and optically thin (with $T_e < T_i$) solution, and (3) an intermediate solution that is thermally unstable (see Petrucci et al. 2010, and references therein) and is therefore not considered further in this

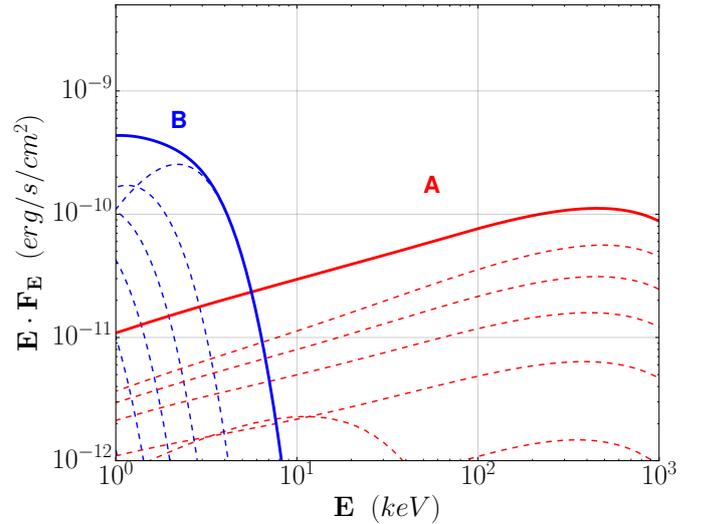


Fig. 2. Spectral energy distributions for the JED configurations A (red) and B (blue), as defined in Fig. 1. The dashed lines correspond to local spectra produced at individual radii for which a solution has been computed (highlighted by triangles in Fig. 1). The thick solid line is the total spectrum from the whole accretion disk (i.e., the integration over all radii).

work. Each of the two stable solutions is described in greater detail below.

The two different thermally stable solutions, the thick-hot disk and the thin-cold disk, are quite generic (Yuan & Narayan 2014; Petrucci et al. 2010) and appear in a range of disk radii for many parameter sets. Therefore, when making a model describing an outbursting object, for instance, one needs to decide which of these local solutions will be used. In our code we assume that any physical modification in accretion rate is stimulated by the outer parts of the disk. Thus, advection is self-consistently taken into account using outside-in calculations. This assumption implies that once the system “chooses” one of the two solutions at the transition radius r_t , it stays there as long as its existence remains possible. In a way, the advection term carries the memory of the outer solution to the inner radii, thereby enforcing a continuity. This memory effect allows two possible JED configurations for the same parameter set, defined as A and B. They are shown as red and blue lines in Fig. 1.

In JED configuration A, the disk switches to a much hotter and geometrically thicker disk. Because the transition radius is quite large ($r_t = 180$), this configuration is spectrally dominated by the inner hot solution. It is characterized by a typical electron temperature $T_e \sim 3 \times 10^9$ K, usually lower than the ion temperature T_i (see black triangles in the bottom panel of Fig. 1) because its density is very low ($\sim 10^{5-6}$ times lower than in a typical SAD mode) and Coulomb interactions cannot entirely thermalize the disk ($T_e \neq T_i$). It is supported by gas pressure ($P_{gas} \gg P_{rad}$) and is optically thin ($\tau_{tot} \lesssim 1$) and geometrically thick ($\varepsilon \gtrsim 0.1$). The dominant cooling term is advection with $q_{adv} > q_{rad}$, and the spectrum is a typical Comptonized emission that can be fitted by a simple power law with an exponential cutoff: $\nu F_\nu = E F_E \propto E^{2-\Gamma} e^{-(E/E_{cut})}$. For the current set of parameters, we obtain a typical photon spectral index $\Gamma \approx 1.5-1.6$ and a high-energy cutoff $E_{cut} > 100$ keV (red curves in Fig. 2).

Conversely, JED configuration B describes a disk remaining marginally optically thick and geometrically thin all the way

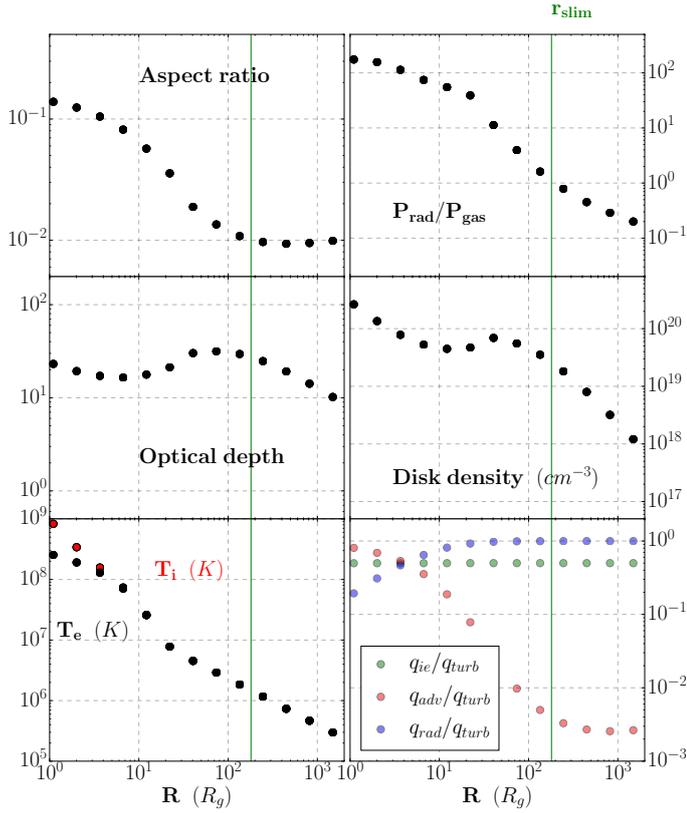


Fig. 3. Slim JED configuration settled from $r_{in} = 1$ to $r_{out} = 2 \times 10^3$ with $\dot{m}_{in} = 5$, obtained for ($\mu = 0.1$, $\xi = 0.02$, $m_s = 1.5$, $b = 0.7$). From left to right, top to bottom, are shown the following radial distributions: disk aspect ratio $\varepsilon = h/r$, radiation to gas pressure ratio P_{rad}/P_{gas} , total optical depth τ_{tot} , electron density n_e (in cm^{-3}), electron T_e (black) and ion T_i (red) temperatures in K, relevant cooling ($q_{rad}, q_{adv} = q_{adv,e} + q_{adv,i}$) processes with respect to heating q_{turb} in erg/s/cm^3 .

down to the innermost orbit. This solution is characterized by a gas-supported disk with a typical central temperature of up to 2×10^7 K, marginally optically thick ($\tau_{tot} > 10$), and geometrically thin ($\varepsilon \sim 0.01$). This solution is similar to the [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#) solution, but $\sim 10^{2-3}$ times less dense and with a lower central temperature since a fraction of the released energy is carried away by the jets. Figure 2 displays the spectrum emitted by this configuration (blue curves). Each disk annulus emits mostly as a blackbody (dashed lines) of effective temperature $T_{eff}(r)$ so that the global disk spectrum (solid line) is indeed a multicolor-disk blackbody with an internal temperature $T_{eff,in} = 1.72$ keV for the chosen parameters.

3.2. New solution: the slim JED

As for the SAD mode, the JED mode can also exhibit thermal properties that resemble the SLIM disk structure (see seminal work from [Abramowicz et al. 1988](#)), namely an optically and geometrically thick disk where advection of internal energy provides a significant if not dominant cooling term. The existence of a slim solution is found to be possible only at high accretion rates, but it is favored in a JED with respect to the SAD mode because of the lowest density at the same accretion rate. Slim JED solutions are found for $\dot{m}_{in} \gtrsim 0.5$, whereas one needs to go as high as $\dot{m}_{in} = 10$ in the SAD mode, see Fig. B.2, in the innermost disk regions ($r < 10-100$) where the disk is optically thick and dominated by the radiation pressure ($P_{rad} \gtrsim P_{gas}$).

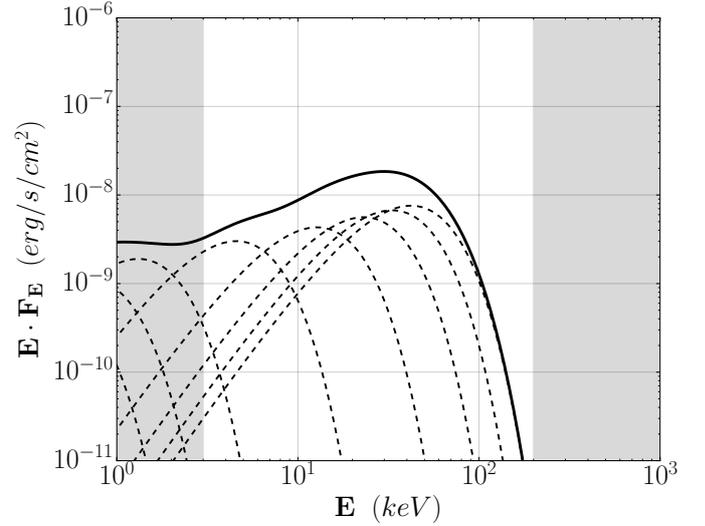


Fig. 4. Spectral energy distribution of the slim configuration shown in Fig. 3. Each dashed line is the spectrum emitted by the annulus located at one of the dots appearing in Fig. 3, the solid line being the total spectrum, and the grey areas are beyond the scope of the spectral studies we dispose: HEXTE & PCA spectral band, i.e. $E \in [3, 200]$ keV.

Figure 3 provides an example of such a slim configuration, settled from $r_{in} = 1$ to $r_{out} = 2 \times 10^3$ with $\dot{m}_{in} = 5$ and obtained with the dynamical parameters ($\mu = 0.1$, $\xi = 0.02$, $m_s = 1.5$, $b = 0.7$). The radial distributions of various disk quantities are shown from the upper left to the bottom right panel: the disk aspect ratio $\varepsilon = h/r$, total optical depth τ_{tot} , electron T_e and ion T_i temperatures, ratio of radiation to gas pressure P_{rad}/P_{gas} , disk density n_e , and several cooling/heating terms. At radii larger than $r \approx 200$, the disk is supported by the gas pressure, and its thermal state resembles that of a Shakura & Sunyaev disk, namely a geometrically thin $\varepsilon \sim 10^{-2}$, thermalized and rather cold ($T_e = T_i \sim 10^5-10^6$ K) dense plasma with $n_e \sim 10^{18}-10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Advection is negligible with $q_{adv}/q_{rad} \approx 10^{-3}-10^{-2}$, and given an optical depth higher than unity ($\tau_{tot} > 10$), the disk cools down mostly through its blackbody radiation. Below $r \approx 200$, however, radiation pressure takes over the gas pressure and the inner disk characteristics are deeply modified. The disk aspect ratio rises by a factor 10 to reach $\varepsilon \sim 0.2$, and the optical depth τ_{tot} and disk density n_e stop their rising path to reach more constant values ($\tau_{tot} \approx 10-20$ and $n_e \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$). The disk is no longer thermalized, electron and ion temperatures reach $T_i \sim 3T_e \sim 2 \times 10^8$ K, and advection becomes a major cooling process with $q_{rad} \approx 0.2q_{adv}$. The corresponding spectrum is shown in Fig. 4. Since the disk is optically thick at all radii, it is the sum of blackbodies (dashed lines) but with an effective temperature radial exponent $q \neq 3/4$ due to the dominant influence of advection. In the HEXTE & PCA spectral band ($E \in [3, 200]$ keV), the resulting spectrum mimics a hard-state spectrum with a photon index $\Gamma \approx 1.2$ and a high-energy cutoff $E_{cut} < 100$ keV. We show in Sect. 6 that these slim states may have a drastic observational importance.

4. Influence of the JED dynamical parameters

Our goal is to achieve a simplified physically motivated picture of the innermost regions of XrBs in all their stages. In this subsection, we investigate the effect of the main parameters, namely,

Table 1. Parameter sets used in this section for each figure.

Fig.	\dot{m}_{in}	r_{in}	μ	ξ	m_s	b
5	0.5	3	0.1	0.1	1.5	0.3, 0.7
6	0.5	3	0.1, 1	0.1	1.5	0.5
7	0.08	1, 5	0.1	0.3	1.5	0.5
8	0.08	1 \rightarrow 6	0.1	0.1	1.5	0.3
9	0.5	3	0.1	0.1	0.75, 1.5	0.5
10	0.6	3	0.1	0.01, 0.2	1.5	0.5

b , μ , r_{in} , m_s , and ξ . Although crucial, the role of the accretion rate is studied in the following section and especially in a forthcoming companion paper.

The parameter space is quite large, and it can safely be expected that different combinations lead to comparable observational signatures. Removing this degeneracy might be possible when considering the time-dependent disk dynamics, but this is beyond the scope of our present study. Instead, we only show here the effects of a given parameter when we move away from a fiducial JED configuration defined by $r_{in} = 3$ and the set ($\mu = 0.1$, $\xi = 0.1$, $m_s = 1.5$, $b = 0.5$), while we still have the same parameters as GX 339-4 ($D = 8$ kpc and $m = 5.8$) and a variable accretion rate \dot{m}_{in} . The parameter sets chosen to illustrate the effect of the JED dynamics are detailed in Table 1.

4.1. Jet power fraction b

The parameter b is the fraction of the released accretion power that is carried away by the two jets. This power leakage has a direct effect on the disk thermal equilibrium because the turbulent heating is lower than within a SAD configuration. The JED luminosity is therefore lower than that of a SAD fed with the same \dot{m}_{in} . Figure 5 shows two different JED configurations fed with $\dot{m}_{in} = 0.5$, one with $b = 0.3$ (left), and the other with $b = 0.7$ (right). b clearly has two main effects.

First, it determines the number of existing local thermal solutions (along with \dot{m}_{in} , of course). When $b = 0.3$, two thermally stable solutions are possible below $r \simeq 530$ (dot 7 in Fig. 5), while for $b = 0.7$, only the colder, geometrically thin solution is possible. This is very important, as the former case gives rise to two distinct configurations A and B (hence a possible hysteresis, see next section), while in the latter case, there is only one configuration. As b decreases, the local heating term increases accordingly, leading to a hotter and thicker disk, which makes it easier for the advection term to compete with radiation. When b is large, all the power goes to the jets and the JED is a quite cold, weakly dissipative structure.

The second effect of b can be seen on the temperatures reached by the cold thermal solutions present in both cases. For $b = 0.3$, the turbulent heating is higher than for $b = 0.7$ and the disk achieves higher temperatures. The $b = 0.3$ solution is able to reach the slim disk state here, which explains the huge spectral and temperature differences between the two configurations B. The bottom left spectrum shows that configuration B becomes progressively slim around the point number 12 (below $r \sim 10$). The global disk spectrum is thus dominated by these innermost radii, which leads to a spectral signature that is totally different from the multi-blackbody displayed in the right case. We note, however, that for our choice of parameters, the $b = 0.7$ solution also becomes slim at $r = r_{in}$ (point 14), as shown by the modified spectrum emitted by this annulus.

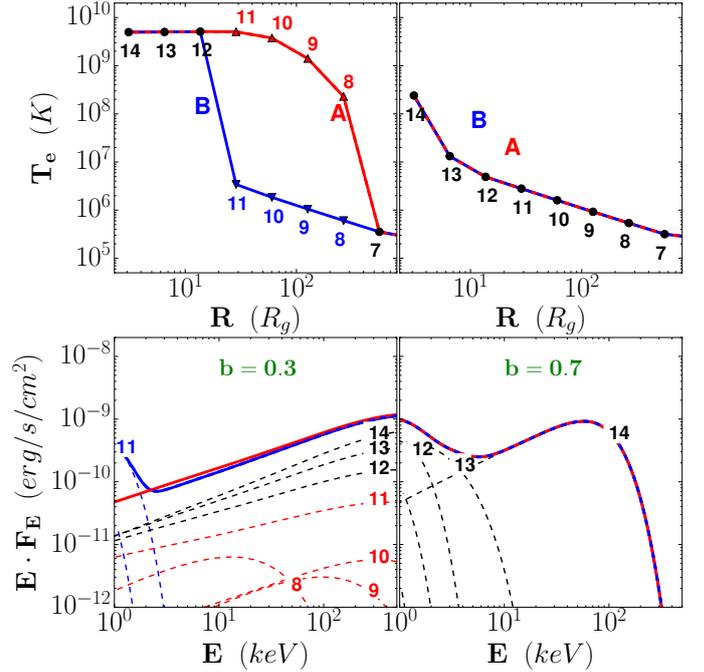


Fig. 5. Effect of the jet power fraction b on a JED configuration fed with $\dot{m}_{in} = 0.5$ at $r_{in} = 3$, $b = 0.3$ (left) and $b = 0.7$ (right). The top panels show the electron temperature, and the bottom panels display the local spectra emitted by each radius (numbered dashed lines) and the corresponding total disk spectrum (solid line), according to each configuration A (red) and B (blue). When configurations A and B are identical, blue-red dashed lines are used.

4.2. Disk magnetization μ

We recall that the local mid-plane disk magnetization is $\mu = B_z^2 / (\mu_o P_{tot})$, where $P_{tot} = P_{gas} + P_{rad}$. We show in Fig. 6 two different JED configurations fed with $\dot{m}_{in} = 0.5$, obtained for $\mu = 1$ (left) and $\mu = 0.1$ (right).

The disk magnetization has a much less drastic effect than b . Since it provides a scaling for the disk magnetic field, its main effect is on the radiation cooling efficiency and spectral shape through synchrotron emission when the disk is optically thin. As Fig. 6 clearly shows, the optically thick solutions (configurations B) are not affected by the value of μ . Even the optically thin solution (configuration A) is only barely affected, mostly because synchrotron emission peaks below 0.1 keV. The influence is only visible for point 12 in the electron temperature, but the overall disk spectrum is almost identical for the two magnetization values.¹

4.3. Disk internal radius r_{in}

In our simplified Newtonian approach, we use the disk innermost radius r_{in} as a proxy for the black hole spin. This might vary from $r_{in} = 1$, in principle, for a maximally rotating Kerr black hole to $r_{in} = 6$ for a non-rotating Schwarzschild black hole. Thus, one would expect that the smaller the internal radius, the higher the disk luminosity, as the total available power scales as $P_{acc} \propto r_{in}^{-1}$. Energy can also be advected onto the black hole, however, and does not necessarily need to be radiated, as seen in

¹ We note that this result is also dependent on the disk accretion rate used. For other values, varying μ could lead to higher or lower synchrotron emission so that an optically thin thermal balance would no longer be possible.

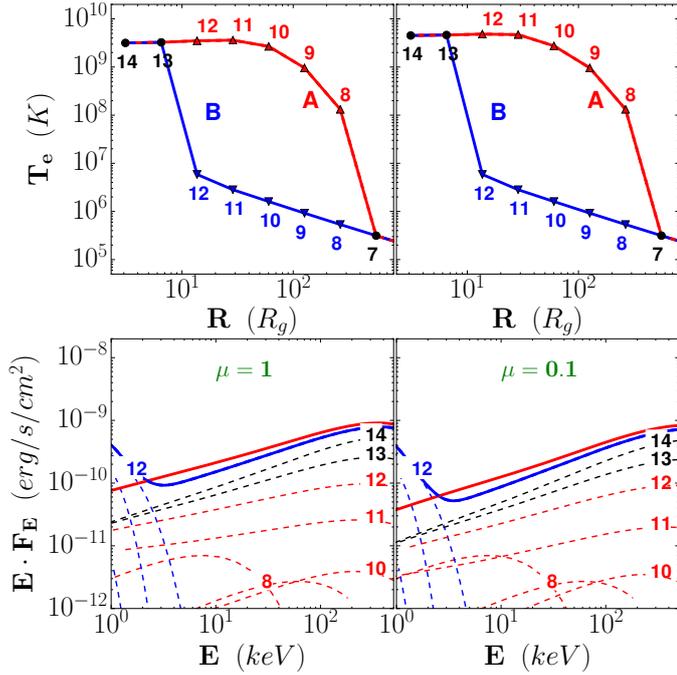


Fig. 6. Effect of the disk magnetization μ on a JED configuration fed with $\dot{m}_{in} = 0.5$ at $r_{in} = 3$, $\mu = 1$ (left) and $\mu = 0.1$ (right). This figure is similar to Fig. 5.

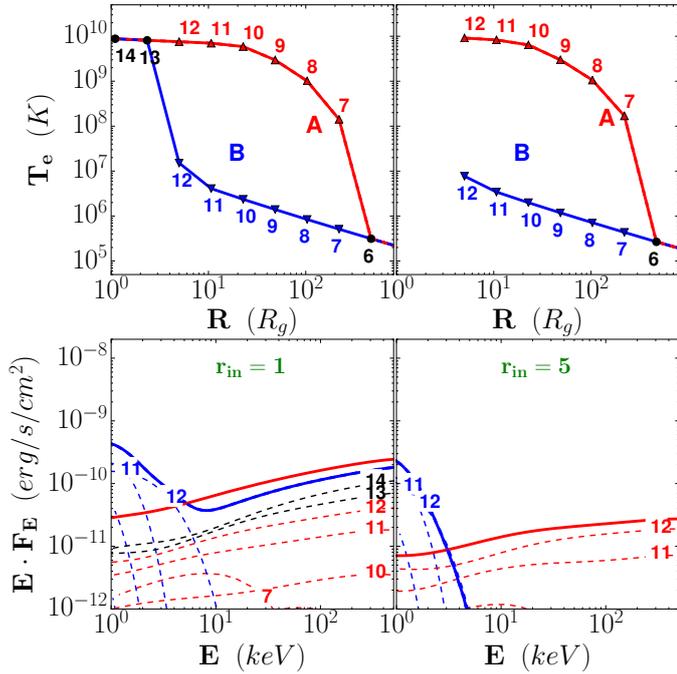


Fig. 7. Effect of the disk innermost radius r_{in} on a JED configuration fed with $\dot{m}_{in} = 0.08$ at $r_{in} = 1$ (left) or $r_{in} = 5$ (right). This figure is similar to Fig. 5. Note that $\xi = 0.3$ here to heighten the effect of varying the inner radius.

thick- or thick-disk states. To assess the effect of r_{in} , we present in Fig. 7 two different JED calculations for $r_{in} = 1$ (left) and $r_{in} = 5$ (right), fed with $\dot{m}_{in} = 0.08$, and $\xi = 0.3$ here to heighten the effect of the inner radius on the accretion rate distribution.

As expected, for $r_{in} = 1$ (left), the disk reaches deeper into the potential well and gives rise to a much higher luminosity, $L_{r_{in}=1}^{tot} = 2.1 \times 10^{-2} L_{Edd}$ and $L_{r_{in}=5}^{tot} = 7.9 \times 10^{-3} L_{Edd}$ for both

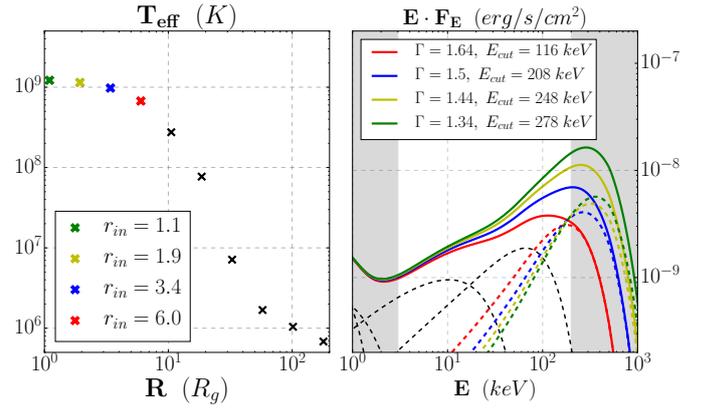


Fig. 8. Slim, optically thick JED configuration with $\dot{m}_{in} = 2$ at $r_{in} = 1$ and ($\mu = 0.1, \xi = 0.1, m_s = 1.5, b = 0.3$). *Left:* Effective temperature as a function of the radius. *Right:* Spectrum emitted at each disk radius r (dashed lines, same color code as in the left panel). The solid lines are the overall disk spectra, i.e., the sum of the contributions from each disk annulus down to the inner radius r_{in} . The inset shows the corresponding photon index Γ and high-energy cutoff E_{cut} , obtained with a fit $E^{2-\Gamma} e^{-E/E_{cut}}$.

configurations A. This is also somewhat enhanced because we defined the disk accretion rate at r_{in} . Changing the internal radius while keeping the same internal accretion rate within a JED configuration with $\dot{m} \propto r^\xi$ leads to a slight mismatch: $\dot{m}(r = 5) = \dot{m}_{in}$ when $r_{in} = 5$ (right), while $\dot{m}(r = 5) = \dot{m}_{in}(5/1)^\xi \approx 1.17\dot{m}_{in}$ when $r_{in} = 1$ (left). Except for this slight discrepancy, the qualitative thermal behavior of the two solutions is different for configurations A and B. The hot A configuration is continued by a thick solution when $r_{in} = 1$, leading to higher radiation but with no qualitative difference in the spectrum with respect to $r_{in} = 5$. Conversely, the cold B configuration gives rise to a thick/thin solution below point 11 when $r_{in} = 1$, with a drastic influence on the overall disk spectrum. Only the existence of a blackbody below 2 keV would allow distinguishing it from configuration A. This effect is of course amplified here by our choice of a high inner accretion rate. A smaller \dot{m}_{in} would not lead to an inner slim thermal solution, and the effect on the overall disk spectrum would merely be a higher disk luminosity without changing its shape.

It is worthwhile, however, to assess the effect of r_{in} on slim JED solutions better, as shown in Fig. 8. We computed the thermal balance of a JED established from $r_{in} = 1$ with $\dot{m}_{in} = 2$ and the dynamical parameters ($\mu = 0.1, \xi = 0.1, m_s = 1.5$, and $b = 0.3$). For these values, the inner disk regions are optically thick and geometrically thick (slim), with an effective temperature displayed on the left side of the figure. In order to test only the variation of the last innermost orbit on the overall disk spectrum (same \dot{m}), we show in the right panel of Fig. 8 the contributions of each disk annulus (dashed lines). The solid lines display the overall disk spectrum, that is, their sum up to the last radius r_{in} . Going from $r_{in} = 6$ (red) to $r_{in} = 1.1$ adds more and more high-energetic slim components. This affects not only the total emitted power, but also the shape of the spectrum, that is, the photon index Γ and high-energy cutoff E_{cut} . Using the same spectral fit procedure, we see that the spectrum changes from ($\Gamma = 1.64, E_{cut} \approx 100$ keV) to ($\Gamma = 1.34, E_{cut} \approx 300$ keV). Quite obviously, these numbers must be taken with great caution, as they were obtained within a Newtonian approach, but they nevertheless reveal the tendency of how the black hole spin would affect the high-energy cutoff of XrBs during their high-luminosity hard states.

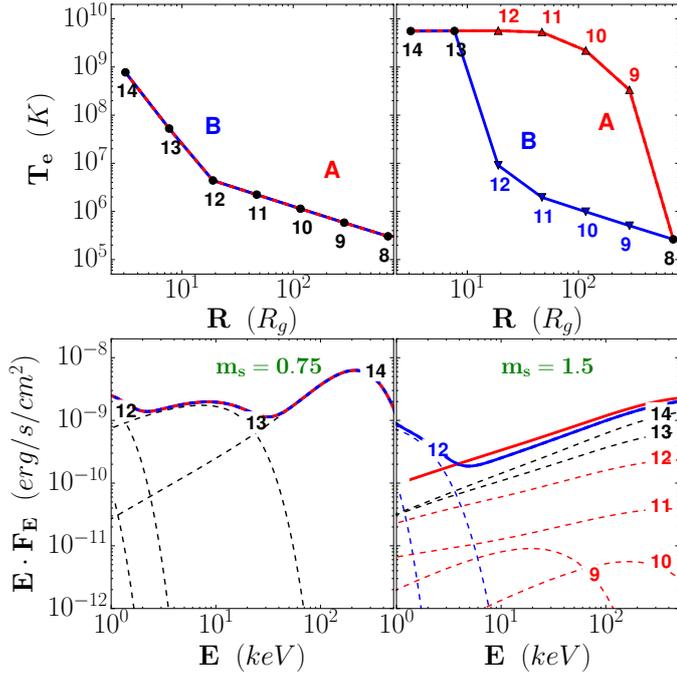


Fig. 9. Effect of the accretion Mach number m_s on a JED configuration fed with $\dot{m}_{in} = 0.5$ at $r_{in} = 3$, $m_s = 0.75$ (left) and $m_s = 1.5$ (right). This figure is similar to Fig. 5.

4.4. Accretion Mach number m_s

The Mach number $m_s = -u_R/c_s$ measures the strength of the torque acting upon the disk plasma. Thus, for a given (local) accretion rate, the disk column density is $\Sigma = -\dot{M}(r)/4\pi R u_R$: the smaller Σ , the larger m_s . It has been shown that in a JED, accretion is trans-sonic with $m_s \gtrsim 1$ (Ferreira 1997). We present in Fig. 9 two different JED calculations fed with $\dot{m}_{in} = 0.5$ at $r_{in} = 3$, obtained for $m_s = 0.75$ (left) and $m_s = 1.5$ (right).

Going from $m_s = 0.75$ to $m_s = 1.5$ leads to a decrease by a factor 2 in the disk density and changes the JED solutions in two ways. First, it allows the possibility of geometrically thick, optically thin solutions for $m_s = 1.5$ (hence two distinct configurations A and B), whereas $m_s = 0.75$ leads only to the optically thick solution (configurations A and B are identical in this example). Second, the optically thick disk solution also appears to be warmer. The reason is that the slim solution appears much sooner. In the $m_s = 0.75$ solution, it occurs only around point 14 ($r \simeq 6$), whereas it appears already around point 12 ($r \simeq 12$) for $m_s = 1.5$. Below this radius, advection takes over and the optically thick disk becomes hotter. Advection starts to play a role sooner because the disk is more tenuous and hence has a less efficient Coulomb thermalization that leads to $T_i \simeq 24T_e$ here (whereas $T_i = T_e$ for $m_s = 0.75$).

This result also depends on the value of the disk accretion rate. For lower values, for instance, no slim-disk solution would be possible and varying m_s would have no drastic effect. This study shows, however, that the precise relation between the density and the dominant torque may have a tremendous effect on the overall disk spectrum (see Sect. 6).

4.5. Ejection efficiency ξ

In a realistic accretion disk, a complex function $\dot{m}(r)$ might be expected that describes the local accumulation or decrease of the column density Σ as well as some mass loss, whose efficiency could vary from one disk region to another. In our steady-state

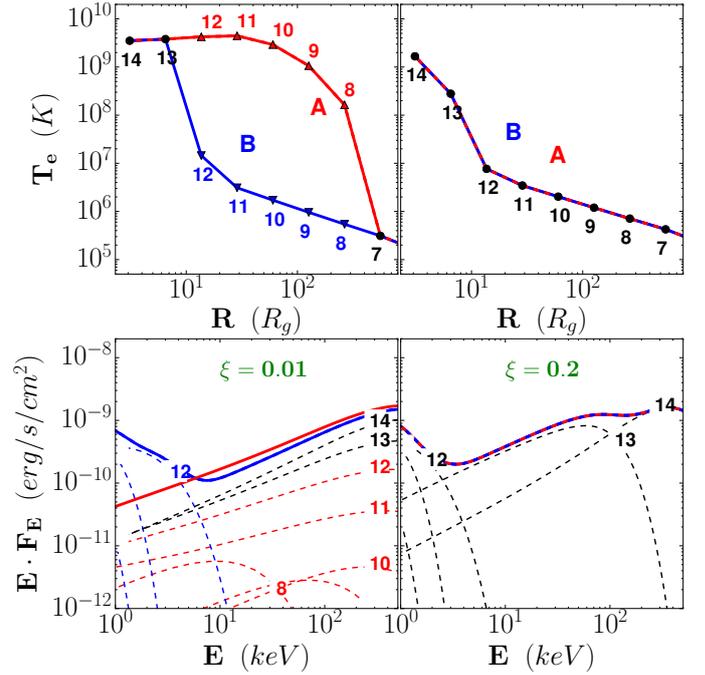


Fig. 10. Effect of the disk ejection efficiency ξ on a JED configuration fed with $\dot{m}_{in} = 0.6$ at $r_{in} = 3$, $\xi = 0.01$ (left) and $\xi = 0.2$ (right). This figure is similar to Fig. 5.

simplified JED picture, $\dot{m} \propto r^\xi$ describes a disk giving rise to mass loss with a local ejection efficiency ξ that is constant everywhere. It has been shown that this ejection efficiency is both a function of the disk magnetization μ (Ferreira 1997) and thermal aspects at the disk surface layers (Casse & Ferreira 2000b; Murphy et al. 2010; Tzeferacos et al. 2013). For the sake of simplicity, however, we use ξ and μ as independent parameters.

Figure 10 shows two JED calculations fed with $\dot{m}_{in} = 0.6$ at $r_{in} = 3$, one for a typical cold jet with $\xi = 0.01$ (left) and the other for a more massive jet with $\xi = 0.2$. We recall that the accretion rate in the outer disk regions increases with ξ despite the same \dot{m}_{in} . For instance, at radius $r \simeq 320$ (point 8), the heavy jet solution (right) is fed with $\dot{m} = \dot{m}_{in} (320/3)^{0.2} = 2.54\dot{m}_{in}$, while for the more tenuous jet $\dot{m} = \dot{m}_{in} (320/3)^{0.01} = 1.05\dot{m}_{in}$, which is a difference of a factor 2.4. This explains the different behavior of the two JED calculations. For $\xi = 0.01$, the inner regions below point 7 exhibit the two thermally stable solutions (hence the two configurations A and B), while the heavy mass-loss solution only displays the geometrically thin solution: the disk is too dense to allow a geometrically thick solution with $T_e \neq T_i$ to exist.

In the inner regions, below point 12, the optically thick solution gradually becomes a slim JED in both cases. However, the less dense disk (left) leads to a stronger influence of advection and thereby to a hotter plasma. As a consequence, the configuration B spectrum reaches a higher energy for $\xi = 0.01$ than for $\xi = 0.2$. We conclude that the disk ejection efficiency has an effect on the global disk spectrum; this might be tested observationally.

5. Thermal hysteresis cycle

The situation of two thermally stable and one intermediate unstable solution within an interval of radii and for a range of disk accretion rates is reminiscent of the so-called S-curve in accretion disk theory (see, e.g., Frank et al. 2002). Such a property

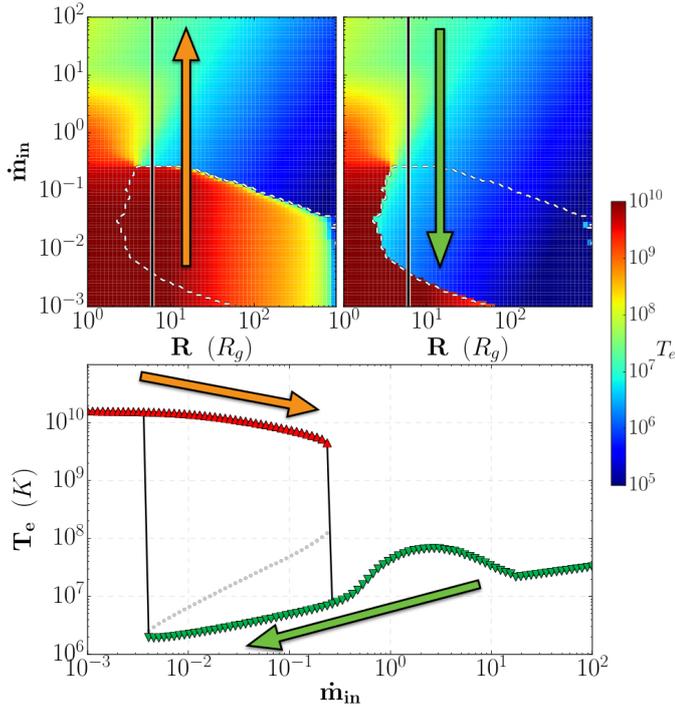


Fig. 11. *Top:* JED ($\dot{m}_{in} - r$) solution plane for ($\mu = 0.1$, $\xi = 0.01$, $m_s = 1.5$, $b = 0.7$). The background color shows the electron temperature (see colorbar in Kelvin on the right side) for the hottest solution (*left*) and the coolest solution (*right*). The dashed white line outlines the zone where these two thermally stable solutions coexist. The slice at $r = 5$ (vertical solid line) shows the two solutions as function of \dot{m}_{in} , shown in the *bottom panel* (a version of the S-curve). The red upper triangles show the thick/hot disk solution, and green lower-triangles represent the thin/slim cooler disk. The third, thermally unstable solution is shown as gray dots. The arrows describe a possible hysteresis cycle (see text).

naturally leads to a hysteresis cycle when the disk accretion rate evolves in time. The question is whether this JED thermal hysteresis can account for typical XrB q-shaped cycles.

In this section, we perform a very simple study where we assume that the dynamical JED parameters are frozen during the entire evolution and are thus the same in configurations A and B. Being able to vary these parameter would certainly allow us to perform a parametric cycle, but this is beyond the scope of this paper. We therefore choose a JED configuration settled from $r_{in} = 1$ to $r_{out} = 10^3$ and the dynamical parameters ($\mu = 0.1$, $\xi = 0.01$, $m_s = 1.5$, $b = 0.7$).

Figure 11 shows all computed thermal JED solutions for a range of \dot{m}_{in} from 10^{-3} to 10^2 (see also Fig. 2 in Petrucci et al. 2010). The top left ($\dot{m}_{in} - r$) panel shows in background color the electron temperature of the hottest solution found at each radius, and the top right panel shows the coolest solution we found. The zone where these two images differ is outlined by a dashed white line: within this zone, two possible solutions can coexist, one cold and optically thick and the other hot and optically thin. For the dynamical parameters used here, this zone is located somewhere between $10^{-3} < \dot{m}_{in} < 3 \times 10^{-1}$ and $3 < r < 2 \times 10^2$. We stress that the vertical axis is the accretion rate \dot{m}_{in} and not the accretion rate measured at a given radius. A steady-state JED configuration is thus a horizontal slice with fixed \dot{m}_{in} and $\dot{m}(r)$ variable. For instance, for $\dot{m}_{in} = 0.1$, the outer disk is in a cool state down to $r \sim 2 \times 10^2$ where the solution forks, designing the two familiar A (hot) and B (cold) configurations.

In the bottom panel of Fig. 11, we show a vertical slice of the two top panels at $r = 5$. This figure shows the electron temperature for all possible accretion rates, ranging from $\dot{m}_{in} = 10^{-3}$ to 100. Assuming the disk remains on the same branch, the hysteresis cycle can proceed as follows: starting with a low accretion rate and increasing it until $\dot{m}_{in} = 10$, for instance, leads in this outbursting phase to the following behavior, sketched with the orange arrow. The annulus first follows a succession of nearby hot solutions (red triangles) until $\dot{m}_{in,h} \approx 0.3$, where the disk no longer finds such a solution and bifurcates toward the optically thick cold solution (green triangles). The rise in accretion rate is now shown along the lower solution track. When the system undergoes a decline, with \dot{m}_{in} decreasing toward its initial value, the evolution of the annulus follows a different path sketched with the green arrow. The annulus remains cool and geometrically thin until $\dot{m}_{in,l} \approx 0.004$, where the solution bifurcates toward the hot and geometrically thick upper branch.

This scenario is quite appealing. However, accretion of material is triggered from the outer disk regions. As a consequence, the incoming plasma depends on the outer state and we therefore need to consider the disk as a whole. Within our simplified steady-state picture, this implies considering the change in disk configurations (and not only a local radius) as the accretion rate evolves in time. This is sketched with the orange (for the rise in \dot{m}_{in}) and green (decline) arrows in the top panels of Fig. 11. Starting again with $\dot{m}_{in} = 0.001$, the JED is in configuration A, that is, optically thin and geometrically thick up to a transition radius $r_t \approx 1000$, beyond which it is optically thick and geometrically thin. As the disk accretion rate increases (orange arrow), the luminosity increases and r_t gradually decreases. A major spectral change occurs when \dot{m}_{in} reaches a critical high value $\dot{m}_{in,h}$ (close to 0.1–0.2) where the optically thin solution disappears (configuration B everywhere). In the decline phase (green arrow), there will be an inside-out reconstruction of the hot and geometrically thick disk (configuration A), starting at a critical low value $\dot{m}_{in,l}$ (presumably close to 0.01).

Although this simple scenario reproduces some of the qualitative properties of the hysteresis cycle in X-ray binaries, it fails to reproduce some more precise observations.

1. When we identify configuration A with the hard states and configuration B with the soft states, we would find a hard-to-soft transition for $\dot{m}_{in,h} \sim 0.2$ and a soft-to-hard transition for $\dot{m}_{in,l} \sim 0.01$. In terms of luminosity, calculated by integration of the global disk spectrum, this would correspond to roughly $L_{H-S} = 0.02 L_{Edd}$ and $L_{S-H} = 0.001 L_{Edd}$, respectively. These values depend on the parameter set chosen (see Fig. 13), but the hysteresis area seems to remain too low in luminosity in any case. Both values are lower (typically by one order of magnitude) than common observed transition-state luminosities (e.g., Dunn et al. 2010).
2. This scenario assumes constant dynamical JED parameters, the evolution being due to the variation of the control parameter \dot{m}_{in} alone. Producing both soft and hard state spectra with the same parameter set during the round-trip is much more difficult than it appears, however. Most of the time, the spectral shape of the solution reproduces hard states very well but soft states only very rarely. The reason is that although the thinnest possible solution (top right panel of Fig. 11) is highly dominated by thin-disk solutions, the inner part of this configuration B is mostly in the thick/slim disk state of its hysteresis area. The resulting spectral shape is dominated by these inner regions of the disk and the spectrum is quite different from a soft state (see, e.g., the configuration B spectrum shown in Fig. 9).

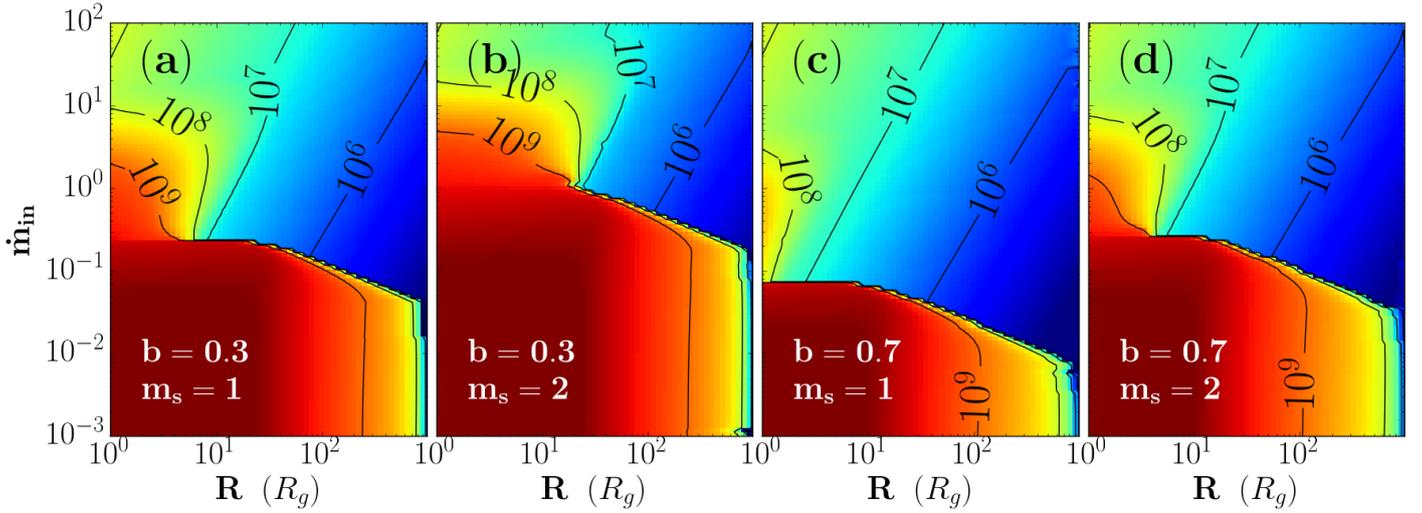


Fig. 12. JED $\dot{m}_{in} - r$ hard-state solution plane for $r_{in} = 1$ and $\mu = 0.1, \xi = 0.01$. The color background shows the hottest solution and solid lines are isothermal contours (in Kelvin). From left to right: (a) $m_s = 0.75, b = 0.3$; (b) $m_s = 1.5, b = 0.3$; (c) $m_s = 0.75, b = 0.7$, and (d) $m_s = 1.5, b = 0.7$. The colorscale in this figure is the same as in Fig. 11.

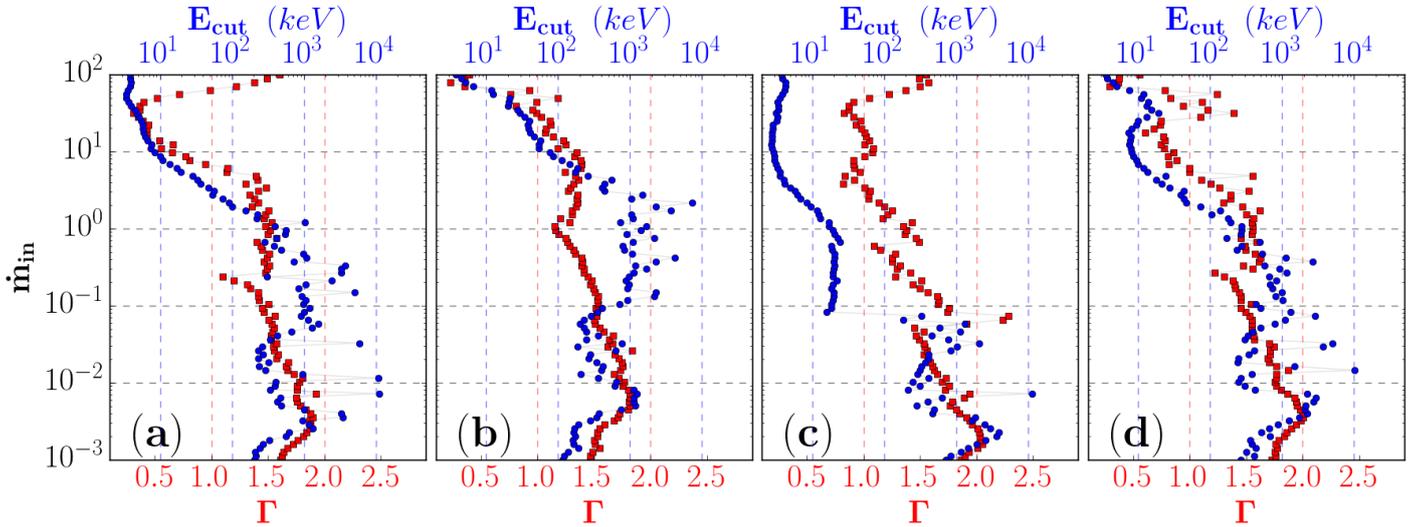


Fig. 13. Photon index Γ (red) and high-energy cutoff E_{cut} (blue) as function of \dot{m}_{in} , resulting from the spectral fit of each JED configurations (a), (b), (c), and (d) displayed in Fig. 12. No error bars on fits are displayed here for presentation purposes; errors on Γ are on the order of 0.1–0.2, and errors on E_{cut} are up to few hundreds when $E_{cut} > 100$ keV and only few percent when $E_{cut} \lesssim 100$ keV.

3. Finally, observationally, the hard-to-soft state transition is accompanied by a huge decrease in radio luminosity, and no jet detection has ever been reported during soft states. This is commonly interpreted as a quenching of the jet. In this case, JED solutions are not expected by definition, and soft states would be reproduced by pure SAD. However, it has recently been argued that a jet could always be present, but would simply not radiate in the soft states for the acceleration mechanisms in the jet would be inefficient (Drappeau et al. 2017, and the “dark jet” model). In this case, JED solutions would still be relevant.

These three independent arguments strongly argue for a real dynamical process that would link the disk spectral state with jet production. Combining these elements and following our initial suggestion (Ferreira et al. 2006; Petrucci et al. 2008), we hereafter propose that the rise and fall in \dot{m}_{in} is accompanied by an evolution of the disk magnetization $\mu(r)$ that, in turn, triggers the transition from a SAD to a JED and vice versa. Clearly, this rationale leads to the simple picture where soft states would be

described by internal SAD configurations whereas hard states would require internal JED configurations. A detailed investigation of SAD-JED hybrid configurations will be addressed in a forthcoming companion paper.

6. JEDs in hard states

In this section, we study the hard states produced by a JED along the rising phase of XrBs in greater detail. In particular, we wish to assess the most favorable parameters (assumed constant during the outburst) that allow us to describe hard states up to high luminosities.

Hard states of XrBs are characterized by a power-law spectrum of index Γ ranging from 1.3 to 1.8, and a hardly detectable blackbody component. During the rising phase, the disk luminosity varies from $L_{tot} \sim 10^{-3} L_{Edd}$ to $L_{tot} \sim 0.1 L_{Edd}$ or even higher, maintaining a power-law dominated spectrum although Γ varies (Dunn et al. 2010). If the inner parts of accretion disks accrete under the JED mode, then one must be able to reproduce

the above behavior within a JED configuration. According to the parameter study done before, the parameters that are important (producing the strongest modifications in the spectra) are the accretion Mach number m_s and the jet power fraction b . The others, μ and ξ , have a weaker effect on the overall disk spectrum, and their value can also be constrained by dynamical arguments. We hereafter use the conservative values $\mu = 0.1$ and $\xi = 0.01$. We also decide to fix $r_{in} = 1$ in order to facilitate our representation in the $\dot{m}_{in} - r$ solution plane. If, for instance, it were to be decided that r_{in} should be 6, solutions below $r = 6$ can be disregarded.²

We can now create a $\dot{m}_{in} - r$ JED solution plane designed to completely reproduce the hard states, choosing a wide range in accretion rate that completely includes the hard-state luminosity range. This implies that only configuration A is displayed, where the hot optically thin solution exists. This is shown in Fig. 12 for four parameter sets (from left to right): (a) $m_s = 0.75$, $b = 0.3$; (b) $m_s = 1.5$, $b = 0.3$; (c) $m_s = 0.75$, $b = 0.7$, and (d) $m_s = 1.5$, $b = 0.7$. For each parameter set, we also display in Fig. 13 the photon index Γ and cutoff E_{cut} values obtained through a simple fit ($EF_E = E^{2-\Gamma} \cdot e^{-E/E_{cut}}$) of the total spectrum at each \dot{m}_{in} .

At very low accretion rates $\dot{m}_{in} \sim 10^{-3} - 10^{-1}$ (bottom of Fig. 12), all JED configurations are cold/optically thick in the outer parts ($r > 1000$) and hot/optically thin in the inner parts of the disk. The spectrum is of course dominated by the innermost regions where $T_e \gtrsim 10^9$ K and $\tau_{tot} \ll 1$. Figure 13 allows us to be more specific. The JED parameter set (c) produces harder spectra that become soft³ much sooner (around $\dot{m}_{in} \sim 0.1$) than the other three sets. This set can therefore be ruled out to explain high-luminosity hard states. The other JED configurations produce power-law spectra with a high-energy cutoff higher than 100–200 keV as in Fig. 2 (red spectrum), which is compatible with the observations.

At high accretion rates, for example, \dot{m}_{in} between 1 and 10 (top of the diagrams), JED configurations (a), (b), and (d) are in the slim state. These solutions have a typical inner temperature $T_e \approx 10^8 - 10^9$ K and are optically thick, although the spectrum mimics that of a hard state (see Sect. 3.2). The spectra of sets (a) and (d) are too hard (Γ reaches unity) and the energy cutoffs are too low (around 10 keV), which is not fully consistent with the observations of high-luminosity hard states. In contrast, set (b) maintains a power-law spectrum with a typical spectral index $\Gamma \sim 1.5$ and high-energy cutoff E_{cut} higher than but on the order of 100 keV.

The situation becomes more complex at intermediate accretion rates around $\dot{m}_{in} \sim 0.1 - 1$ (middle of the diagrams), as the outcome now strongly depends on the parameters (m_s, b). For a given \dot{m}_{in} , some configurations will still be in the optically thin regime (e.g., a, b, d), while others (c) have switched to the optically thick, geometrically thin cold ($T_e = 10^6 - 10^7$ K) solution with a multi-blackbody spectrum as in Fig. 2 (blue spectrum).

XrBs do not show any evidence of such a strong multi-blackbody spectrum while ascending the vertical hard-state branch. Regardless of the dynamical and spectral modifications they undergo, the spectrum remains dominated by a power law. Evolving from low to high \dot{m}_{in} , a JED configuration

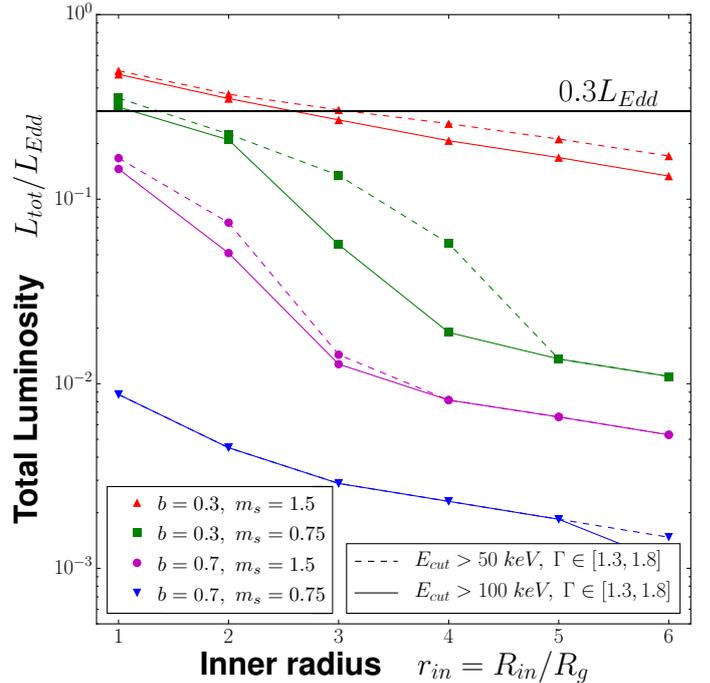


Fig. 14. Most luminous possible hard-state for our four different parameter sets [$b = 0.3 - 0.7$ and $m_s = 0.75 - 1.5$] as a function of internal radius in different colors and markers.

needs to shift continuously from the hot/optically thin solution to the slim solution at the innermost radii. This therefore favors dynamical accretion modes that can provide the highest accretion speed but still retain a significant fraction of the accretion energy released as radiation within the disk. This simple general trend seen in XrBs clearly dismisses parameter sets (a), (c) and (d), while the parameter set (b) with $m_s = 1.5, b = 0.3$ appears to fulfill all observational requirements.

This is correct, however, in particular at high luminosities (\dot{m}_{in} higher than a few), only if r_{in} is small enough. Within our simplified Newtonian approach, we find that $r_{in} < 3$ is necessary for the parameter set (b) to be able to build high-luminosity hard states, $L_{tot} > 30\% L_{Edd}$ with $\Gamma \in [1.3, 1.8]$ and $E_{cut-off} > 50$ or 100 keV. This is displayed in Fig. 14, where we present the most luminous possible hard state in each of the configurations. This both confirms that the parameter set chosen [$b = 0.3$ and $m_s = 1.5$] is the best of the four we presented, and that the disk must reach very small radii $r_{in} \approx 2 - 3 R_g$ to be able to produce spectra with higher luminosity. This inner radius corresponds to a black hole spinning at $0.78 < a_{th} < 0.94$, which is consistent with some observational studies from GX 339-4 that found $a_{obs} \sim 0.9 - 0.94$ (see, e.g., Miller et al. 2008; Reis et al. 2008; Kolehmainen & Done 2010; Plant et al. 2015).

7. Concluding remarks

We have shown that a jet-emitting disk, described by a single parameter set, is able to qualitatively reproduce the spectra of the archetypical object GX 339-4 during its hard state, from low to high luminosities with the evolution of the accretion rate. This is very encouraging and deserves further developments. There are, however, several simplifications and caveats that require some caution and call for improvements in the future.

² This can be done here since no inside-out effects are present in this paradigm.

³ $E_{cut} < 10 - 20$ keV indicates that the spectrum is much closer to a disk blackbody than a power law. Low values of Γ in these cases are a consequence of the basic spectral fitting procedure used.

7.1. Caveats

For the sake of simplicity, we assumed a Keplerian rotation law down to r_{in} . While in a SAD the deviation from this law is on the order ε^2 , in a JED, it is on the order of $\mu\varepsilon$ (Ferreira & Pelletier 1995). We obtained JED solutions reaching a disk aspect ratio $\varepsilon \approx 0.3$, which may indeed provoke a non-negligible deviation. In addition, we assumed a Newtonian accretion disk while allowing the disk inner radius to reach values of about unity. Our calculations therefore need to be reevaluated by solving the radial disk equilibrium in a pseudo-Newtonian potential, for instance (Paczynski & Wiita 2009). In a consistent way, relativistic effects as well in the treatment of the radiation (beaming, ray tracing) and inclination effects need to be included. This is clearly beyond the scope of this paper, but deserves further investigations. However, none of these improvements are likely to modify the main conclusions we presented.

We assumed for simplicity that the local disk scale height $H(R)$ is correctly described by a quasi-hydrostatic prescription (see Eq. (7)). However, this is not quite the case in a JED. As discussed in Ferreira & Pelletier (1995), the mean-field magnetic configuration produces a vertical pinching of the disk through both its bending (B_r component) and shear (B_ϕ component). It has been found that the correct JED scale height is smaller than the hydrostatic value by a factor of approximately between 0.3 and 0.95, depending on the details of the vertical structure of the disk (such as the value of the disk ejection efficiency ξ). As a consequence, our analysis is not entirely consistent. However, taking this magnetic pinching into account would also require addressing the link between the thermal state of the disk and the jet mass loss, for instance, which are beyond both our current knowledge and the aim of this paper. Moreover, the turbulent magnetic field, which has been neglected so far in our current mean-field approach, may also lead to an additional pressure term that puffs out the disk. The final outcome of these two competing effects is quite difficult to envision. The same difficulty also applies to the computed spectra from the optically thin disk regions because of the nonlinearity in ϵ introduced by the inverse Compton effect. Removing this hydrostatic approximation is a step that should probably be made in a further development of the model.

The parameters used to describe the dynamical JED accretion mode have been assumed to be constant. This is a twofold simplifying assumption.

The first simplification concerns their evolution in time. Each spectral state that we compute assumes a steady-state accretion disk, where any radial evolution of the disk accretion rate is due to mass loss and not to a transient modification of the disk density Σ . We are aware that this may be a strong limitation of our approach and that a fully time-dependent treatment, such as in the disk instability model or DIM (Hameury et al. 2017, and references therein), should be made. However, the DIM computes only SAD configurations with simplified spectra and is thereby unable to address the points discussed in this paper. Notwithstanding these difficulties, our approach provides results that will, hopefully, lead to the development of a more complete version of the DIM.

The second simplification concerns the radial distributions of the dynamical parameters in a steady-state disk. The constant values chosen for the JED configuration ($\mu = 0.1$, $\xi = 0.01$, $m_s = 1.5$, $b = 0.3$) should not be considered too strictly. However, they lie within the parameter space that has been explored with self-similar accretion-ejection structures (see Ferreira 1997; Casse & Ferreira 2000a; Casse & Ferreira 2000b)

and allow reproducing GX 339-4 hard states, which will be demonstrated in a forthcoming paper. This is very exciting for such a simplified model.

The low value chosen for the ejection efficiency ξ also raises some questions. For simplicity, we used the value $\xi = 0.01$, which is typical for cold, magnetically driven jets (Ferreira 1997). The ejection efficiency might be increased quite easily when thermal effects come into play at the disk surface (Casse & Ferreira 2000b; Murphy et al. 2010; Tzeferacos et al. 2013; Béthune et al. 2017). Of all JED parameters, ξ might therefore vary the most with the radius. Evidence of winds in XrBs might even be explained if a JED with $\xi > 0.1$ or larger is settled at the outermost disk radii (see Fukumura et al. 2010; Chakravorty et al. 2016, and references therein for more details). On the other hand, ξ is also related to the maximum asymptotic Lorentz factor that is achievable in a magnetized jet, and we might therefore try to constrain it from observations (see Petrucci et al. 2010, for the Cygnus X-1 case).

Finally, although our treatment of the optically thin radiative processes is quite successful, it remains simplified when compared to observed spectra.

First, the BELM code assumes a one-zone model of constant temperature, density, and magnetic field that we identified as the midplane disk values at a given radius. However, a disk is vertically stratified and a full radiative transfer should probably be performed, as shown, for example, in Ross & Fabian (1996) or Davis & Hubeny (2006).

Second, no reflection components have been included in our model, but all XrB spectra show evidence of such components. As a consequence, our theoretical spectra cannot match the observational data perfectly. Fortunately, these reflection components neither represent the major portion of the detected flux nor the most important features, which is the reason why we disregarded them (see Plant et al. 2014, and references therein). It is currently believed that these components are due to a reflection of a hard X-ray spectrum on an ionized optically thick medium located in the innermost disk regions. In our study, the inner parts of the disk would only be optically thick in the high-luminosity, transitional hard states that would correspond to our slim JED solutions ($\tau_{tot} \sim 1 - 10$).

As argued for the simplifying assumptions made on the disk dynamics, however, we doubt that our main conclusions would be strongly affected by taking into account a more realistic treatment of radiation.

7.2. Summary

We here extended the paradigm proposed in Paper I (Ferreira et al. 2006) by computing the thermal balance in an accretion disk settled from an innermost radius r_{in} to r_{out} and fed with an accretion rate $\dot{m}_{in} = \dot{m}(r_{in})$. Within our paradigm, the rise and fall in disk accretion rate \dot{m}_{in} is accompanied by a modification of the local disk magnetization $\mu = B_z^2/\mu_o P_{tot}$ that in turn determines the dominant torque and allows accretion. If μ is greater than a critical value $\mu_c \sim 0.1$, the disk launches jets (see Paper I and Petrucci et al. 2008) that vertically carry away the disk angular momentum (JED mode), while for a weaker magnetization, the disk is in the SAD mode where turbulence transfers the disk angular momentum outward in the radial direction. We focused on the thermal structure and emitted spectra from a JED.

We developed a two-temperature plasma code that is able to address optically thin/thick transitions, radiation, and gas-supported regimes and that can compute the emitted spectrum

from a steady-state JED in a consistent way. The radiative processes taken into account are bremsstrahlung and synchrotron emission and their local Comptonization through the BELM code (Belmont et al. 2008; Belmont 2009). Our procedure incorporates energy advection, starting from r_{out} and progressing outside-in. Advection carries to the smaller radii the outer radius evolution. Our code is therefore designed to address the disk inner regions, which are responsible for the spectral domain from optical to X-rays.

(1) We showed for the first time spectra of jet-emitting disks that were computed self-consistently, along with the resolution of the thermal balance of the disk. We recovered the results obtained by Petrucci et al. (2010) with their one-temperature JED calculations, that is, the possibility of two thermally stable solutions at a given radius, for a wide range in disk accretion rates. This opens up the possibility of a hysteresis cycle for JEDs. Although quite compelling, we showed that such a cycle would hardly be compatible with those observed in XrBs as the transitional (i.e., hard-to-soft and soft-to-hard) luminosities would be too low. In addition, jets would be always dynamically present, and an explanation would be needed why they would not shine during the soft states (but see an example of such a process in Drappeau et al. 2017). The simplest (and commonly accepted) understanding of XrB cycles is that the hard-to-soft spectral transition leads to (or is the signature of) a dynamical quenching of the jet, while the soft-to-hard transition corresponds to the start of jet production. Within our paradigm, this translates into a dominant JED mode while in the hard state and a dominant SAD mode while in the soft state.

(2) We reported hot, optically thick SLIM solutions for the JED mode at high \dot{m}_{in} that produce power-law spectra similar to those usually attributed to an optically thin emission. We show that for a reasonable set of parameters, the dynamics imposed by magnetically launched jets gives rise to spectral signatures consistent with the hard states. To be precise, the evolution of both the photon index Γ and high-energy cutoff E_{cut} appears to be generally consistent with observations from low to almost near Eddington luminosities ($\Gamma \in [1.3, 1.8]$ and $E_{cut} \approx 50$ keV appearing at high luminosities only).

(3) Although our calculations were made using a Newtonian approximation, we allowed the innermost disk radius r_{in} to vary down to $r_{in} = 1$ for a few illustrations, and $r_{in} \sim 2 - 3$ for most of the simulations. Only $r_{in} < 3$ allows both a smooth spectral transition from optically thin-slim JED solutions and enough energy to produce high-luminosity hard states. If this trend is confirmed by relativistic calculations (a work to be done), then it would provide a means to constrain the black hole spin.

Finally, explaining large XrB outburst cycles requires the disk to switch from one accretion mode to another (as first proposed in Paper I). Since such a mode transition cannot occur simultaneously across the whole disk (Petrucci et al. 2008), the disk must be described at any given time by some hybrid JED-SAD configuration. This will be explored in a forthcoming paper.

Acknowledgements. We are grateful to the anonymous referee for their careful reading of the paper. The authors acknowledge funding support from French Research National Agency (CHAOS project ANR-12-BS05-0009 <http://www.chaos-project.fr>), Centre National de l'Enseignement Supérieur (CNES) and Programme National des Hautes Énergies (PNHE) in France. SC is supported by the SERB National Postdoctoral Fellowship (File No. PDF/2017/000841).

References

- Abramowicz, M. A., Calvani, M., & Nobili, L. 1980, *ApJ*, 242, 772
 Abramowicz, M. A., Czerny, B., Lasota, J. P., & Szuszkiewicz, E. 1988, *ApJ*, 332, 646
 Abramowicz, M. A., Igumenshchev, I. V., & Lasota, J.-P. 1998, *MNRAS*, 293, 443
 Artemova, I. V., Bisnovaty-Kogan, G. S., Bjoernsson, G., & Novikov, I. D. 1996, *ApJ*, 456, 119
 Artemova, Y. V., Bisnovaty-Kogan, G. S., Igumenshchev, I. V., & Novikov, I. D. 2006, *ApJ*, 637, 968
 Beckwith, K., Hawley, J. F., & Krolik, J. H. 2008, *ApJ*, 678, 1180
 Begelman, M. C., & Armitage, P. J. 2014, *ApJ*, 782, L18
 Begelman, M. C., Armitage, P. J., & Reynolds, C. S. 2015, *ApJ*, 809, 118
 Belmont, R. 2009, *A&A*, 506, 589
 Belmont, R., Malzac, J., & Marcowith, A. 2008, *A&A*, 491, 617
 Béthune, W., Lesur, G., & Ferreira, J. 2017, *A&A*, 600, A75
 Bisnovaty-Kogan, G. S., & Lovelace, R. V. E. 2000, *ApJ*, 529, 978
 Blandford, R. D., & Begelman, M. C. 1999, *MNRAS*, 303, L1
 Blandford, R. D., & Königl, A. 1979, *ApJ*, 232, 34
 Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
 Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, *MNRAS*, 179, 433
 Casse, F., & Ferreira, J. 2000, *A&A*, 353, 1115
 Casse, F., & Ferreira, J. 2000, *A&A*, 361, 1178
 Chakravorty, S., Petrucci, P.-O., Ferreira, J., et al. 2016, *Astron. Nachr.*, 337, 429
 Chen, X., Abramowicz, M. A., Lasota, J.-P., Narayan, R., & Yi, I. 1995, *ApJ*, 443, L61
 Contopoulos, I., & Kazanas, D. 1998, *ApJ*, 508, 859
 Contopoulos, I., Nathanael, A., & Katsanikas, M. 2015, *ApJ*, 805, 105
 Corbel, S., & Fender, R. P. 2002, *ApJ*, 573, L35
 Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2000, *A&A*, 359, 251
 Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2002, *Science*, 298, 196
 Corbel, S., Nowak, M. A., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., & Markoff, S. 2003, *A&A*, 400, 1007
 Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Tzioumis, A. K., & Tingay, S. 2004, *ApJ*, 617, 1272
 Corbel, S., Coriat, M., Brocksopp, C., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 2500
 Coriat, M., Corbel, S., Buxton, M. M., et al. 2009, *MNRAS*, 400, 123
 Coriat, M., Corbel, S., Prat, L., et al. 2011, *MNRAS*, 414, 677
 Cowley, A. P., Schmidtke, P. C., Hutchings, J. B., & Crampton, D. 2002, *AJ*, 123, 1741
 Davis, S. W., & Hubeny, I. 2006, *ApJS*, 164, 530
 Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, *A&ARv*, 15, 1
 Drappeau, S., Malzac, J., Coriat, M., et al. 2017, *MNRAS*, 466, 4272
 Dunn, R. J. H., Fender, R. P., Körding, E. G., Belloni, T., & Cabanac, C. 2010, *MNRAS*, 403, 61
 Esin, A. A., Narayan, R., Ostriker, E., & Yi, I. 1996, *ApJ*, 465, 312
 Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R. 1997, *ApJ*, 489, 865
 Falcke, H., Körding, E., & Markoff, S. 2004, *A&A*, 414, 895
 Fender, R. P., Spencer, R. E., Newell, S. J., & Tzioumis, A. K. 1997, *MNRAS*, 286, L29
 Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, *MNRAS*, 355, 1105
 Fender, R. P., Stirling, A. M., Spencer, R. E., et al. 2006, *MNRAS*, 369, 603
 Ferreira, J. 1997, *A&A*, 319, 340
 Ferreira, J., & Pelletier, G. 1993, *A&A*, 276, 625
 Ferreira, J., & Pelletier, G. 1995, *A&A*, 295, 807
 Ferreira, J., Petrucci, P.-O., Henri, G., Saugé, L., & Pelletier, G. 2006, *A&A*, 447, 813
 Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, *Accretion power in astrophysics: Third Edition*, 398
 Fukumura, K., Kazanas, D., Contopoulos, I., & Behar, E. 2010, *ApJ*, 715, 636
 Gallo, E., Fender, R. P., & Pooley, G. G. 2003, *MNRAS*, 344, 60
 Gallo, E., Corbel, S., Fender, R. P., Maccarone, T. J., & Tzioumis, A. K. 2004, *MNRAS*, 347, L52
 Gracia, J., Peitz, J., Keller, C., & Camenzind, M. 2003, *MNRAS*, 344, 468
 Gruzinov, A. V. 1998, *ApJ*, 501, 787
 Hameury, J.-M., Lasota, J.-P., Knigge, C., & Körding, E. G. 2017, *A&A*, 600, A95
 Homan, J., Wijnands, R., van der Klis, M., et al. 2001, *ApJS*, 132, 377
 Honma, F. 1996, *PASJ*, 48, 77
 Hubeny, I. 1990, *ApJ*, 351, 632
 Hynes, R. I., Steeghs, D., Casares, J., Charles, P. A., & O'Brien, K. 2003, *ApJ*, 583, L95
 Ichimaru, S. 1977, *ApJ*, 214, 840
 Igumenshchev, I. V. 2009, *ApJ*, 702, L72
 Kato, S., & Manmoto, T. 2000, *ApJ*, 541, 889
 King, A. R., Pringle, J. E., West, R. G., & Livio, M. 2004, *MNRAS*, 348, 111

- Kolehmainen, M., & Done, C. 2010, *MNRAS*, 406, 2206
- Körding, E. 2014, *Space Sci. Rev.*, 183, 149
- Körding, E. G., Migliari, S., Fender, R., et al. 2007, *MNRAS*, 380, 301
- Lasota, J.-P., Gourgoulhon, E., Abramowicz, M., Tchekhovskoy, A., & Narayan, R. 2014, *Phys. Rev. D*, 89, 024041
- Lehe, R., Parrish, I. J., & Quataert, E. 2009, *ApJ*, 707, 404
- Livio, M., Pringle, J. E., & King, A. R. 2003, *ApJ*, 593, 184
- McKinney, J. C., Tchekhovskoy, A., & Blandford, R. D. 2012, *MNRAS*, 423, 3083
- Meier, D. L. 2001, *ApJ*, 548, L9
- Merloni, A., Heinz, S., & di Matteo, T. 2003, *MNRAS*, 345, 1057
- Meyer, F., & Meyer-Hofmeister, E. 1994, *A&A*, 288, 175
- Meyer, F., Liu, B. F., & Meyer-Hofmeister, E. 2000, *A&A*, 361, 175
- Meyer-Hofmeister, E. & Meyer, F. 2014, *A&A*, 562, A142
- Meyer-Hofmeister, E., Liu, B. F., & Meyer, F. 2005, *A&A*, 432, 181
- Migliari, S., Miller-Jones, J. C. A., Fender, R. P., et al. 2007, *ApJ*, 671, 706
- Miller, J. M., Fabian, A. C., Reynolds, C. S., et al. 2004, *ApJ*, 606, L131
- Miller, J. M., Reynolds, C. S., Fabian, A. C., et al. 2008, *ApJ*, 679, L113
- Miller-Jones, J. C. A., Sivakoff, G. R., Altamirano, D., et al. 2010, *ApJ*, 716, L109
- Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, *Nature*, 358, 215
- Muñoz-Darias, T., Fender, R. P., Motta, S. E., & Belloni, T. M. 2014, *MNRAS*, 443, 3270
- Murphy, G. C., Ferreira, J., & Zanni, C. 2010, *A&A*, 512, A82
- Narayan, R. 1996, *ApJ*, 462, 136
- Narayan, R., & Yi, I. 1994, *ApJ*, 428, L13
- Narayan, R., & Yi, I. 1995, *ApJ*, 444, 231
- Oda, H., Machida, M., Nakamura, K. E., & Matsumoto, R. 2010, *ApJ*, 712, 639
- Oda, H., Machida, M., Nakamura, K. E., Matsumoto, R., & Narayan, R. 2012, *PASJ*, 64, 15
- Paczynski, B. & Wiita, P. J. 2009, *A&A*, 500, 213
- Penna, R. F., McKinney, J. C., Narayan, R., et al. 2010, *MNRAS*, 408, 752
- Petrucchi, P. O., Ferreira, J., Henri, G., Malzac, J., & Foellmi, C. 2010, *A&A*, 522, A38
- Petrucchi, P.-O., Ferreira, J., Henri, G., & Pelletier, G. 2008, *MNRAS*, 385, L88
- Piran, T., Sądowski, A., & Tchekhovskoy, A. 2015, *MNRAS*, 453, 157
- Plant, D. S., Fender, R. P., Ponti, G., Muñoz-Darias, T., & Coriat, M. 2014, *MNRAS*, 442, 1767
- Plant, D. S., Fender, R. P., Ponti, G., Muñoz-Darias, T., & Coriat, M. 2015, *A&A*, 573, A120
- Quataert, E., & Gruzinov, A. 1999, *ApJ*, 520, 248
- Quataert, E., Dorland, W., & Hammett, G. W. 2002, *ApJ*, 577, 524
- Rees, M. J., Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Phinney, E. S. 1982, *Nature*, 295, 17
- Reis, R. C., Fabian, A. C., Ross, R. R., et al. 2008, *MNRAS*, 387, 1489
- Remillard, R. A., & McClintock, J. E. 2006, *ARA&A*, 44, 49
- Riols, A., Rincon, F., Cossu, C., et al. 2017, *A&A*, 598, A87
- Rodriguez, J., Shaw, S. E., Hannikainen, D. C., et al. 2008, *ApJ*, 675, 1449
- Ross, R. R., & Fabian, A. C. 1996, *MNRAS*, 281, 637
- Różańska, A., & Czerny, B. 2000, *A&A*, 360, 1170
- Salvesen, G., Simon, J. B., Armitage, P. J., & Begelman, M. C. 2016, *MNRAS*, 457, 857
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Sikora, M., & Begelman, M. C. 2013, *ApJ*, 764, L24
- Spruit, H. C., & Deufel, B. 2002, *A&A*, 387, 918
- Stepney, S., & Guilbert, P. W. 1983, *MNRAS*, 204, 1269
- Tchekhovskoy, A., Narayan, R., & McKinney, J. C. 2011, *MNRAS*, 418, L79
- Tzeferacos, P., Ferrari, A., Mignone, A., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 3151
- Wandel, A., & Liang, E. P. 1991, *ApJ*, 380, 84
- Watarai, K.-Y., & Mineshige, S. 2001, *PASJ*, 53, 915
- Xie, F.-G., & Yuan, F. 2012, *MNRAS*, 427, 1580
- Yuan, F. 2001, *MNRAS*, 324, 119
- Yuan, F., & Narayan, R. 2014, *ARA&A*, 52, 529
- Yuan, F., Peng, Q., Lu, J.-F., & Wang, J. 2000, *ApJ*, 537, 236

Appendix A: Numerical review

A.1. Global method of resolution

In order to obtain the thermal state of the disk, the full set of equations described in Sect. 2 needs to be solved. This set is reduced to a nonlinear system of equations expressed with three independent variables: the electron temperature T_e , the ion temperature T_i , and the disk aspect ratio $\varepsilon = H(R)/R$ (P_{rad} is computed using Eq. (20)). Some parameters are object dependent (mass m , innermost and outermost disk radii r_{in} and r_{out}), while others are related to the dominant disk accretion mode under consideration (disk magnetization μ , accretion Mach number m_s , ejection efficiency ξ , and jet power fraction b for the JED). The disk accretion rate \dot{m}_{in} is used as a varying control parameter that allows scanning the various spectral states of the disk.

A cylindrical symmetry is assumed and the disk is discretized in annuli of volume $2\pi R \times dR \times 2H$. We choose a logarithmic grid with $dR/R = \text{const.} \sim 0.1$, which is a good compromise between calculation time, error rate, and precision, while being physically and numerically correct (see following Appendix. A.3). We use an optically thick-thin bridge formula for the radiative cooling rate q_{rad} and therefore need to evaluate both optically thick q_{thick} and optically thin q_{thin} cooling rates. While the former is analytical, the latter is done with the BELM code. At each radius, this code computes q_{thin} and the associated spectrum for a sphere of radius $H(R)$. The radiation emitted by the corresponding disk annulus is then just the sum of all spheres filling in the same volume. In this paper, electrons and ions have been assumed to follow a thermal distribution with no pairs, no nonthermal particles and no external photon source. For more information on the code, we refer to Belmont et al. (2008) and Belmont (2009).

Solving the equations at each radius with the BELM code would be too time consuming, however. We used a table of BELM simulations instead that provides the various cooling terms along with their associated spectral emission as a function of electron temperature T_e , Thomson optical thickness τ_T , and magnetic field strength (translated here into μ). We then performed cubic interpolations on the logarithm of the table quantities to derive the desired values at any given radius.

The BELM table was compiled using 4 values of μ (0.01, 0.1, 0.5, 1), 20 values of optical depth τ_T in the range $[10^{-6}, 5 \times 10^2]$, and 20 values of electron temperature T_e within $[5 \times 10^4, 2 \times 10^{11}]$ K. Figure A.1 displays an example of our interpolation of the total optically thin radiation term q_{thin} , computed for $\mu = 0.1$ and the entire parameter space in τ_T and T_e . Although the table has only 20 values for each variable, the interpolated solution is extremely smooth so that using it produces no significant deviation from the exact solution. As a further illustration, we also plot (solid lines) the paths followed for the JED solutions described in Sect. 3.1 from $r_{out} = 10^3$ to $r_{in} = 6$ (left to right) for the two configurations A and B. In addition, the two cross markers show the solution found at $r = 30$ (blue for thin, red for thick), used to detail the algorithm in the following paragraphs.

The advection term brings inwardly a fraction of the energy content of the outer disk regions. This term is very important, especially when the disk is hot (Sect. 2.3.3). In the literature, either global transonic calculations are made or some approximation on the radial derivatives is used in local equations (Yuan 2001). In order to consistently deal with this important effect, the resolution was performed outside-in, using third-order right-side

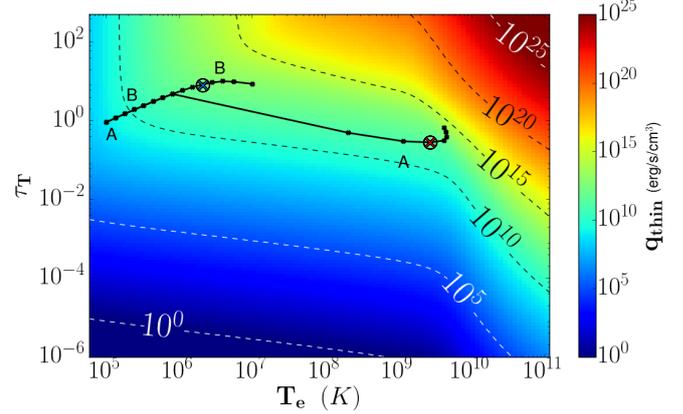


Fig. A.1. Map of interpolated optically thin radiative cooling term q_{thin} (see Sect. 2.3.4) as a function of optical depth τ_T and electron central temperature T_e , computed for $\mu = 0.1$. The solid lines show the path in the $T_e - \tau_T$ plane followed by the two configurations A and B of the JED solution described in Sect. 3.1. Each dot along the lines corresponds to the radius where the disk thermal state has been computed, and the two cross markers correspond to the thick-disk (red) and thin-disk (blue) solution at $r = 30$ (see text).

derivatives approximations. As a consequence, computing the energy balance at a radius R requires the knowledge of the thermal solution at the neighboring $R + dR$ radius as well as $R + 2dR$ and $R + 3dR$. This nonlocal effect needs to be included in our resolution scheme. We assumed the outermost parts of the disks (at r_{out}) to be in the cold SAD mode, in agreement with current theoretical expectations. The first advection term is then calculated using the outer SAD solution (through Δ_e , Eq. (13)). The code we developed solves this nonlinear system of three independent variables (ε , T_e , T_i) using the following procedure.

The disk vertical equilibrium (Eq. (7)) is solved first, using an iterative procedure providing the disk aspect ratio ε for any given possible electron and ion temperatures (T_e , T_i). Then, the ion and electron energy balance (Eqs. (8) and (9)) are revised to provide a more straightforward resolution:

$$(1 - \delta) \cdot q_{urb} = q_{adv,i} + q_{ie} \quad (\text{A.1})$$

$$q_{urb} = q_{adv} + q_{rad}, \quad (\text{A.2})$$

where Eq. (A.1) is still the ion energy balance, and Eq. (A.2) is now the total energy balance of the system $q_+ = q_-$, obtained by adding Eqs. (8) and (9).

A.2. Multiple possibilities

At any given radius, one or three solutions are possible (see Sect. 3.1). The main complexity of computing a global disk thermal state configuration therefore was to handle possible optically thick-thin radial transitions. If there is only one possible solution, the inward computation is straightforward, the outer solution being used to compute the inner one, but when three solutions arise, the numerical scheme must keep track of these three solutions as long as they exist while going inward. This is simply because the advection term is now different for each branch. This implies following each of these solutions separately and taking the different corresponding advection terms into account. In our resolution, the disk vertical equilibrium is solved for each (T_e, T_i) couple, narrowing our problem down to a 2D set of

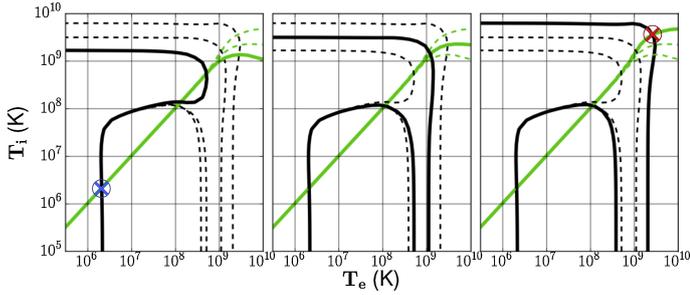


Fig. A.2. Zeros of Eq. (A.1) in black and Eq. (A.2) in green for each different dynamical solution at radius $r = 30$ for the disk configuration from Sect. 3.1. From left to right: thin disk, unstable disk, and thick disk. The zeros of the other dynamical solutions are displayed as dotted-lines for comparison.

equations in the (T_e, T_i) plan. We show in Fig. A.2 the zeros of Eqs. (A.1) and (A.2) as a function of (T_e, T_i) for each different outer solution of the disk: thin disk, unstable disk, and thick disk. Any possible solution to the two equations at this given radius is thus given by an intersection between the green and black curves.

In this example, we see three different pictures. From left to right, the thin-cold branch, the unstable branch, and the thick-hot branch. From each of these branches, differences in the chosen solution branch provide different zeros for our two equations. Here, this gives rise to nine potential solutions: three different outer conditions, thin, unstable, and thick disk from left to right; and three different solutions, one for each different intersection of the green and black lines. However, only three solutions are physically consistent, each present solution associated with its progenitor: the thin (unstable, thick) disk solution associated to the thin (unstable, thick) outer conditions. The unstable solution is irrelevant, but the other two solutions are displayed in Figs. A.1 and A.2 as the blue and red cross.

Finally, a fast, precise, self-consistent, and robust solving method was designed, providing not only all possible disk thermal states at each radius (temperature, geometry, etc.) but also the associated total spectrum. All of this on a large parameter space in disk accretion rate \dot{m}_{in} , JED parameters (b, m_s, μ , and ξ), outer SAD parameters (α_s), and black hole binary parameters (D, m, r_{in} , and r_{out}). We note that for illustrative purposes, only 15–20 radial steps were used in the figures in this paper. Our resolution was performed with a much higher precision, however, with 100 radial steps.

A.3. Discretization effect

Discretization is crucial in numerical simulations, and the number of steps is chosen as

$$N = 1 + \frac{\ln(r_{out}/r_{in})}{\ln(1 + dR/R)} \sim \frac{10}{dR/R}, \quad (\text{A.3})$$

with typical values of $r_{out}/r_{in} \sim 10^5$, assuming that $N \gg 1$ and $dR \ll R$. Obviously, mathematically speaking, better solutions are obtained as N increases. However, in our model, each disk annulus at a given radius R is replaced by a large number of spheres of radius $H(R)$ (see Sect. 2.3.4). The coherence between H, dR and R is fundamental, especially for optically thin solutions, and the best description should be obtained when $dR = H \approx 0.1R$ in JEDs, which leads to $N \sim 100$.

For the sake of illustrative purposes, we chose to display spectra with only $N = 15$ to 20 in Sects. 3 and 4 (but calculations were made with $N = 100$ in Sects. 5 and 6). Calculating

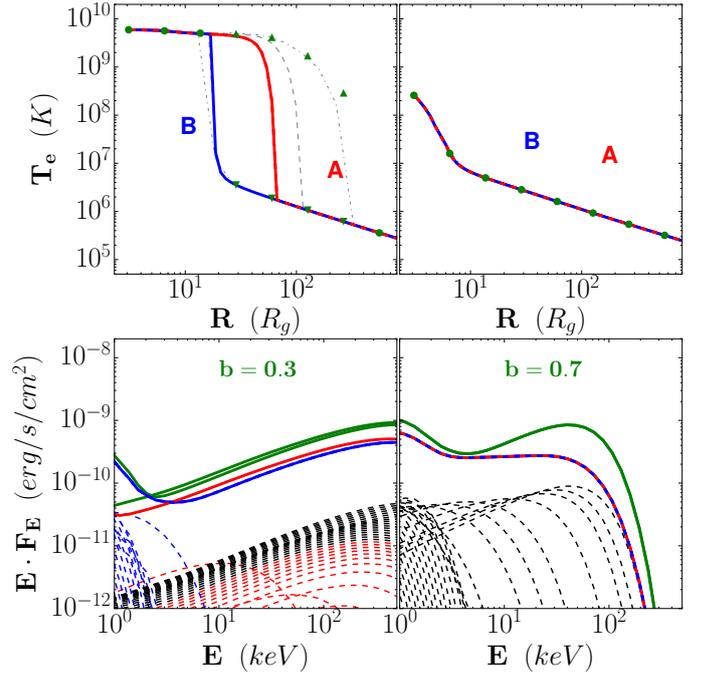


Fig. A.3. Resolution effect on the radial thermal structure (top) and the global SED (bottom) for two values of the jet power fraction b . This figure is similar to Fig. 5, which has been computed using $N = 15$ and is reported here as green markers (top) and green solid lines (bottom). The results obtained for $N = 40$ and 70 are shown as dot-dashed and dashed gray lines in the top panel, respectively. The colors show solutions for $N = 100$.

the thermal equilibrium with such few steps imposes $dR/R \sim 1$. We are aware that in this case, the solutions obtained cannot be taken at face value (see Fig. A.3), but this is a pedagogic choice. More radial steps in Figs. 1–10 would have been confusing.

Such a low radial resolution biases the final shape of the global spectrum. This is illustrated in Fig. A.3, where calculations were made with various values of N . Two main differences are noticeable. First, the global architecture of the solutions (the three thermal solutions at a given radius) is maintained, but with a strong influence on the range in radius and the temperature value for the optically thin/hot solution. Second, the shape of the global spectrum is strongly modified, it changes from $N = 15$ to $N = 100$, as illustrated in the bottom row of Fig. A.3. Because the solutions are different at some radius, the spectral shape presents differences in structure where the possible solution produced is now optically thick and no longer optically thin, which has a small but non-negligible effect, as is shown with $b = 0.3$. In addition, the more radial steps are solved, the less important each local spectrum becomes. Thus, obviously, the evolution of the disk thermal state is better described when more radial steps are made. This is shown for $b = 0.7$, where only one local spectrum dominated at high energy for $N = 15$, while for $N = 100$, there are now multiple components and the bump at high energy is no longer present.

Appendix B: Comparison with other models

This is the first time that a two-temperature plasma code is used for jet-emitting disks (JED). Our code was validated using previous one-temperature calculations in the JED case, as well as two-temperature calculations performed in the standard accretion disk (SAD) case.

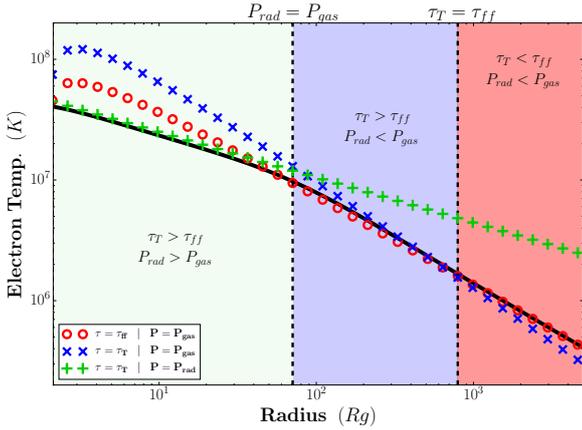


Fig. B.1. Comparison of the central disk temperature computed using our code (black solid line) with the analytical solutions, obtained for $\dot{m} = 1$, $\alpha_v = 0.1$ and $r_{in} = 2$. The three domains are shown as a background color: green ($P_{rad}, \tau_{tot} = \tau_T$), blue ($P_{gas}, \tau_{tot} = \tau_T$), and red ($P_{gas}, \tau_{tot} = \tau_{ff}$). The analytical temperature profiles computed for each zone (symbols) are superimposed on the whole domain using the same color. The vertical dashed lines mark the transition radii between the zones.

We recovered the main results obtained by [Petrucci et al. \(2010\)](#) in the case of a JED mode. In their paper, the authors computed the thermal balance using a one-temperature approximation, a local prescription for the advection term, and followed [Esin et al. \(1996\)](#) for the optically thin radiation. Their Fig. 2 compares quite successfully with our own Fig. 12 for parameter set (c). There are some discrepancies, however, which are due to our better treatment of radiation and advection and of the collisional coupling between ions and electrons. Differences can be seen either at large \dot{m}_{in} and small radii (appearance of slim solutions for other parameter sets) and at low \dot{m}_{in} at large distances (non-existence of optically thin solutions).

We adapted our code in order to compute the thermal balance of a disk accreting in SAD mode. For such a disk, we have $\xi = 0$ (no mass loss so that $\dot{m}(r) = \dot{m}_{in}$), $b = 0$ (all released power is dissipated within the disk), while the accretion sonic Mach number writes $m_s = \alpha_v \epsilon$, where the turbulence strength is measured by the Shakura-Sunyaev α_v parameter. We note that within our prescription, α_v includes the derivative of the turbulent torque. As for the JED, we assume that the same fraction of turbulent energy is dissipated in the ions and electrons, that is, $\delta = 0.5$, forbidding thereby ADAF solutions (as also suggested in [Yuan & Narayan 2014](#)). For the magnetic field strength, we used $\mu = 0.1$ but verified that none of our results depends on its value. The reason is that all of our SAD solutions are optically thick (see below). The SAD turbulent heating term writes

$$q_{turb} = \frac{3GM\dot{M}}{8\pi HR^3} \left(1 - \sqrt{R_{in}/R}\right), \quad (\text{B.1})$$

making use of the no-torque condition imposed at r_{in} . All other terms appearing in the energy equation remain identical, the only difference with the JED is the value of m_s and its dependence on the disk aspect ratio $\epsilon = h/r$.

Figure B.1 shows the comparison of the disk central temperature computed using our two-temperature code with the analytical expressions derived in [Shakura & Sunyaev \(1973\)](#)

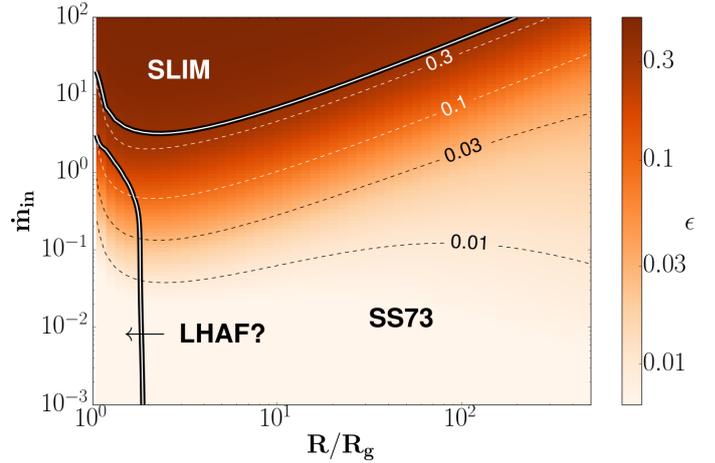


Fig. B.2. SAD ($\dot{m} - r$) solution plane for $\alpha_v = 0.1$, $\mu = 0.1$ and $r_{in} = 1$. The background color and levels indicate the disk aspect ratio $\epsilon = h/r$. The two bold lines are separatrices showing three different zones, each with its own spectral signature: the Shakura-Sunyaev (SS73) optically thick regime, the luminous hot accretion flow or LHAFF (where $q_{adv} < 0$), and the SLIM disk where $q_{adv} > 0.5q_{turb}$.

for the three innermost disk regions in the case of an optically thick, geometrically thin disk: (a) radiation pressure supported and Thomson opacity, (b) gas-pressure supported and Thomson opacity, and (c) gas-pressure supported and free-free opacity. The agreement is obviously excellent. The transition between each region (shown as color background) is smooth and occurs at the correct locations (see their expressions in [Frank et al. 2002](#)).

In order to compare the results provided by our code with those shown in Fig. 2 in [Chen et al. \(1995\)](#), we computed global disk thermal structures with $\alpha_v = 0.1$, $\mu = 0.1$ and $r_{in} = 1$ by varying the accretion rate \dot{m}_{in} from 10^{-3} to 10^2 . Our ($\dot{m} - r$) parameter space is plotted in Fig. B.2 where three different zones can be distinguished. In order to better characterize them, we made a slice at a given \dot{m} and displayed the radial distribution of their effective temperature (top panels) and associated spectrum (down panels) in Fig. B.3. The results are described below.

SS73: The first zone is defined by the optically thick, geometrically thin ($\epsilon \sim 0.01$) accretion disk. This SS73 domain corresponds to solutions with negligible advection, where turbulent heating is balanced by radiative diffusion and the global spectrum is the classical multicolor blackbody spectrum. The typical central temperature is $T_e = T_i \simeq 10^5 - 10^7$ K. An example is displayed in the left panel in Fig. B.3 with $\dot{m}_{in} = 0.01$. It produces a very low luminosity spectrum with $L \simeq 6 \times 10^{-3} L_{Edd}$ and a maximum temperature of about $T_{eff,in} = 0.5$ keV.

LHAFF: The second domain is found mostly in the lower (low \dot{m}_{in}) part of the figure and always below $2R_g$. It corresponds to the LHAFF solution (luminous hot accretion flow, [Yuan 2001](#)), which is obtained here when the advection term q_{adv} becomes negative (bold line). Instead of cooling the plasma, advection leads to local heating. This situation arises here because two elements are combined: (1) the zero-torque condition, which enforces the disk turbulent heating to decrease abruptly, and (2) a low to moderate disk accretion rate that is not high enough to compensate for this. It is not clear to us whether such a solution would survive if a fully relativistic calculation were

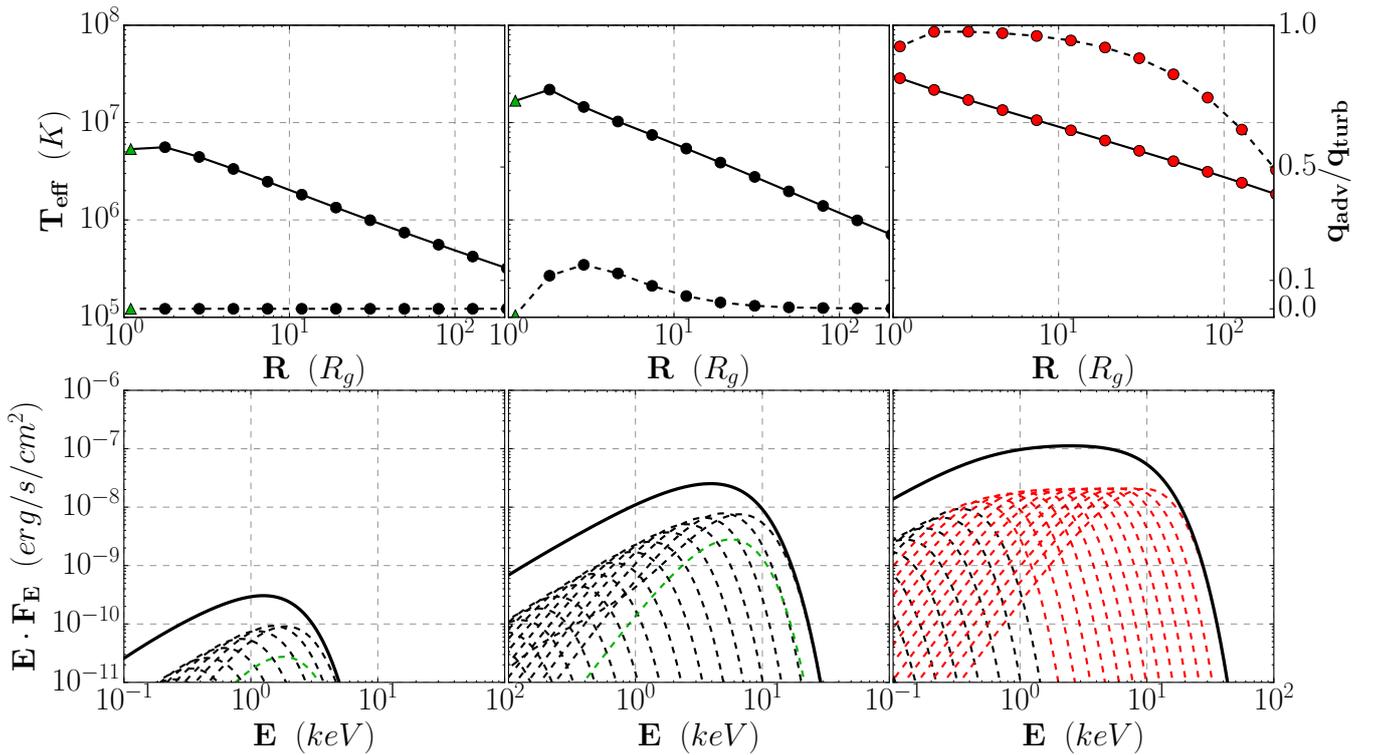


Fig. B.3. SAD configurations, settled from $r_{in} = 1$ with $\alpha_v = 0.1$, fed with an increasing \dot{m}_{in} from left to right: 0.01, 1, 100. *Top panels:* disk effective temperature T_{eff} (solid lines) and ratio q_{adv}/q_{turb} (dashed lines). *Bottom panels:* associated disk spectra. The dashed lines are the spectra emitted from each disk annulus whereas the solid black lines are the total integrated spectrum. A red color (in dots and spectra) describes annuli dominated by advection, whereas a green color (triangles and spectra) describes a negative advection term (see text).

made, as implied by $R < 2R_g$.⁴ An example is shown in the middle panel of Fig. B.3 with $\dot{m}_{in} = 1$. It produces a spectrum quite similar to the previous one, however, with a higher luminosity $L \approx 0.6L_{Edd}$ and a temperature around $T_{eff,in} = 1.7$ keV.

Slim: The last domain, in the upper (high \dot{m}) part of the figure, corresponds to the SLIM solutions where advection cooling becomes important Abramowicz et al. (1980). The bold separatrix line corresponds to $q_{adv}/q_{turb} = 50\%$. This type of disk is optically thick $\tau_{tot} > 1$ and geometrically thick (ϵ up to 0.4). Such slim solutions require high accretion rates and are thus dominated by radiation pressure. An example with $\dot{m}_{in} = 100$ is shown in the right panel of Fig. B.3. Since the spectrum is dominated by the inner regions, the spectral shape is fundamentally different from that of a multiple blackbody. Despite the differences in our resolution methods, the computed spectrum displayed here is comparable to that shown Fig. 1 in Watarai & Mineshige (2001). The luminosity obtained in this case is $L \approx 4L_{Edd}$.

To summarize, our two-temperature code recovers most of the previously published results for SAD and JED accretion modes, with a greater capacity to handle emitted spectra, however, since these are now consistently computed along the thermal balance of the disk. It is remarkable that according to its position in Fig. B.2, the spectral signature of a SAD configuration will resemble one of the panels in Fig. B.3. As expected, these signatures are unable to explain the complete ensemble of canonical states found in XrBs. While perfectly suited to explain the soft states, SAD configurations fail to explain the hard states. Even if the spectral signature of SLIM disks could be mistakenly interpreted as a power-law spectrum, a SAD configuration provides SLIM spectra only at very high luminosities, much higher than those currently obtained in XrBs. The vast majority of hard states is therefore beyond reach of SAD configurations. In our view, this is consistent with the underlying dynamics, as a SAD mode is also unable to produce jets and/or winds that are observed during the hard states. Another dynamical accretion mode therefore needs to be invoked.

⁴ We note that our calculations assume $m_s = \alpha_v \epsilon$, that is, an accretion that is always subsonic, in strong contrast with proper transonic LHAF solutions. However, the question of the influence of the outer boundary on the emergence of such solutions remains (see, e.g., Yuan et al. 2000; Artemova et al. 2006).

A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries

III. Spectral signatures of hybrid disk configurations

G. Marcel¹, J. Ferreira¹, P.-O. Petrucci¹, R. Belmont², J. Malzac², M. Clavel¹, G. Henri¹, M. Coriat², S. Corbel³, J. Rodriguez³, A. Loh³, and S. Chakravorty⁴

¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

e-mail: gregoire.marcel@univ-grenoble-alpes.fr, gregoiremarcel26@gmail.com

² IRAP, Université de Toulouse, CNRS, CNES, UPS, Toulouse, France

³ Laboratoire AIM (CEA/IRFU–CNRS/INSU–Université Paris Diderot), CEA DSM/IRFU/SAP, 91191 Gif-sur-Yvette, France

⁴ Department of Physics, Indian Institute of Science, Bangalore 560012, India

Received 29 March 2018 / Accepted 31 May 2018

ABSTRACT

Context. It has been suggested that the cycles of activity of X-ray binaries (XRB) are triggered by a switch in the dominant disk torque responsible for accretion. As the disk accretion rate increases, the disk innermost regions therefore change from a jet-emitting disk (JED) to a standard accretion disk (SAD).

Aims. While JEDs have been proven to successfully reproduce X-ray binary hard states, the existence of an outer cold SAD introduces an extra nonlocal cooling term. We investigate the thermal structure and associated spectra of such a hybrid disk configuration.

Methods. We use a two-temperature plasma code, allowing for outside-in computation of the disk local thermal equilibrium with self-consistent advection and optically thin-to-thick transitions in both radiation and gas supported regimes. The nonlocal inverse Compton cooling introduced by the external soft photons is computed by the BELM code.

Results. This additional cooling term has a profound influence on JED solutions, allowing a smooth temperature transition from the outer SAD to the inner JED. We explore the full parameter space in disk accretion rate and transition radius, and show that the whole domain in X-ray luminosities and hardness ratios covered by standard XRB cycles is well reproduced by such hybrid disk configurations. Precisely, a reasonable combination of these parameters allows us to reproduce the 3–200 keV spectra of each of five canonical XRB states. Along with these X-ray signatures, JED-SAD configurations also naturally account for the radio emission whenever it is observed.

Conclusions. By varying only the radial transition radius and the accretion rate, hybrid disk configurations combining an inner JED and an outer SAD are able to simultaneously reproduce the X-ray spectral states and radio emission of X-ray binaries during their outburst. Adjusting these two parameters, it is then possible to reproduce a full cycle. This will be shown in a forthcoming paper.

Key words. black hole physics – accretion, accretion disks – magnetohydrodynamics (MHD) – ISM: jets and outflows – X-rays: binaries

1. Introduction

X-ray binaries (XRBs) display cycles of strong activity, where their luminosity increases by several orders of magnitude and their spectral shape changes drastically on long timescales, before decreasing back to quiescence. We call this entire phase an outburst. At the beginning of such an outburst, they are in the so-called hard state where their X-ray spectra are dominated by a power-law component with a hard photon index $\Gamma < 2$ (Remillard & McClintock 2006). During this state, they also show flat or slightly inverted radio spectra (e.g., Corbel & Fender 2002), interpreted as self-absorbed synchrotron emission from collimated, mildly relativistic jets (Blandford & Königl 1979). At some point, the X-ray spectrum of these objects undergoes a smooth transition from this power-law-dominated spectral shape, to a dominant blackbody of temperature ~ 1 keV only. In addition, steady radio emission disappears, suggesting a quenching of the jets (Corbel et al. 2004; Fender et al. 2004, 2009). X-ray binaries remain in this soft state until a decline in luminosity makes them transit back to a hard state at the end of the outburst, along with reappearance of the

jets. This surprising behavior has been observed multiple times in the past decades, and in dozens of different objects, where some have even undergone multiple outbursts (see Dunn et al. 2010, for a global overview). What is even more striking in these outbursts is that they seem to be very similar in different objects, while being different from one outburst to another in the same object.

A general scenario has been proposed by Esin et al. (1997), where changes in the accretion flow geometry provoke these spectral variations. In this view, the interplay between two different accretion flows is responsible for the spectral changes in the disk: in the outer parts, a cold standard accretion disk (SAD, Shakura & Sunyaev 2009) extends down to a given truncation (or transition) radius where an advection-dominated hot flow¹ takes place (Ichimaru 1977; Rees et al. 1982). The inner hot flow is expected to be responsible for the power-law component, while the outer cold flow produces the blackbody

¹ The inner hot flow is often referred to as a “hot corona”. However, this designation remains ambiguous and we choose not to use it.

radiation. While the presence of a SAD in the outer regions of the disk is highly accepted to date (Done et al. 2007), the physical properties of the advection-dominated inner flow remain an open question.

Between slim disks (Abramowicz et al. 1988), advection-dominated accretion flows (ADAFs, Narayan & Yi 1994), adiabatic inflow-outflow solutions (ADIOS, Blandford & Begelman 1999), luminous hot accretion flows (LHAFs, Yuan 2001) and more peculiar models (e.g., Meyer et al. 2000; Lasota 2001), no satisfactory explanation has been provided so far (Yuan & Narayan 2014). A discussion about the major models and their current state can be found in Marcel et al. (2018). Many questions remain open but in this article we focus on: (1) reproducing the X-ray spectral shape of all the generic spectral states, (2) explaining the correlated accretion-ejection processes through their observables, that is, radio and X-ray fluxes.

In this work we consider an accretion flow extended down to the inner-most stable circular orbit, and threaded by a large-scale vertical magnetic field B_z . It is well known that matter can only accrete by transferring away its angular momentum. This can be achieved by few physical mechanisms, namely internal turbulent (“viscous”) torques and magnetic torques from an outflow. When accretion is mostly due to internal (turbulent) viscosity, angular momentum is transported radially. This produces an optically thick and geometrically thin accretion disk, a SAD, which is observed as a cold multicolor-disk blackbody. The production of winds by SAD is still a debated question, but few simulations and observations have shown the possible existence of winds from standard disks (see discussion in Sect. 2.1.2). These winds cannot, however, explain the powerful jets associated with XRBs: the SAD perfectly suits for the jet-less thermal states in XRBs, that is, soft states. Alternatively, self-confined, super-Alfvénic jets can also provide a feedback torque on the disk, carrying away both energy and angular momentum in a vertical direction. This accretion mode, referred to as jet-emitting disks (JED, Ferreira & Pelletier 1995, and subsequent work), presents a supersonic accretion speed. Therefore, for the same accretion rate, this mode has a much smaller density than the SAD, leading to optically thin and geometrically thick disks. Disks accreting under this JED mode are therefore good candidates to explain power-law-dominated and jetted states in XRBs, that is, hard states.

The magnetic field strength is characterized by the mid-plane magnetization $\mu(r) = B_z^2 / \mu_0 P_{\text{tot}}$, where P_{tot} is the total pressure, the sum of the kinetic plasma pressure, and the radiation pressure. At large magnetization, the SAD can no longer be maintained as magneto-centrifugally driven jets are launched: a JED arises (Ferreira & Pelletier 1995; Ferreira 1997). Full MHD calculations of JEDs have shown that the transition occurs around $\mu \sim 0.1$ (Casse & Ferreira 2000a,b; Lesur et al. 2013).

A global scenario based on these possible dynamical transitions in accretion modes has been proposed to explain XRB cycles (Ferreira et al. 2006, hereafter Paper I; Petrucci et al. 2008). The causes of the evolution of the disk magnetization distribution $\mu(r)$ are still a matter of intense debate. The main uncertainty comes from the interplay between the magnetic field advection and diffusion in turbulent accretion disks, either geometrically thin or thick and with or without jets. Modern global three-dimensional (3D) MHD simulations do show that large-scale magnetic fields are indeed advected (Avara et al. 2016; Zhu & Stone 2018), but these simulations are always done on relatively short time scales, up to a few seconds, and it is hard to scale them to the duration of XRB cycles, typically lasting more than several months. In this paper, we assume that cycles result

from transitions in accretion modes and focus on their observational consequences.

Petrucci et al. (2010) computed the thermal states of a pure JED solution and successfully reproduced the spectral emission, jet power, and jet velocity during hard states of Cygnus X-1. However, their calculations were done assuming a one-temperature (1T) plasma, but the necessity of a two-temperature (2T) plasma seems inevitable to cover the large variation of accretion rate expected during an entire outburst (Yuan & Narayan 2014).

Marcel et al. (2018, hereafter Paper II), extended this work by developing a 2T plasma code that computes the disk local thermal equilibrium, including advection of energy, and addresses optically thin-to-thick transitions in both radiation- and gas-supported regimes. For a range of radius and accretion rates, they showed that JEDs exhibit three thermal equilibria, one thermally unstable and two stable ones. Only the stable equilibria are of physical importance (Frank et al. 1992). One solution consists of a cold plasma, leading to an optically thick and geometrically thin disk, whereas the second solution describes a hot plasma, leading to an optically thin and geometrically thick disk. Due to the existence of these two thermally stable solutions, a hysteresis cycle is naturally obtained, but large outbursting cycles, such as those exhibited by GX 339–4, cannot be reproduced (Paper II). Nevertheless, JEDs have the striking property of being able to reproduce very well hard-state spectral shapes, all the way up to very luminous hard states $L > 30\% L_{\text{Edd}}$. However, SAD-JED local transitions are expected to occur locally on dynamical time scales, typically ~ 1 ms Kepler orbital time at $10 R_g$, whereas hard-to-soft transitions involve time scales of days or even weeks. This implies that, at any given time, the disk must be in some hybrid configuration with some regions emitting jets, while others do not. It is expected that jets, namely magneto-centrifugally driven flows (Blandford & Payne 1982), are only launched from the innermost disk regions. This translates into a hybrid configuration where an inner JED is established from the last stable orbit R_{in} until an unknown transition radius R_J , and is then surrounded by an outer SAD until R_{out} . The exact location of the transition R_J depends on the global response of the magnetic field B_z to accretion rate evolution at the outer edge \dot{M}_{out} : two unknowns. Therefore, R_J is treated here as a free parameter of the model. Such radial transition between two flows has already been studied in the context of non-magnetized accretion flows, advocating mechanisms such as evaporation or turbulent diffusion as the origin of the transition (see, e.g., Meyer & Meyer-Hofmeister 1994; Honma 1996). We study, however, configurations where the magnetization μ is large (near equipartition) and uniform in the JED region, and drops at the transition radius R_J , organizing the two-flow structure. Although the main properties of isolated JED and SAD are well understood, hybrid configurations imply mutual interactions that need to be described. For instance, part of cold radiation emitted from the SAD region must be intercepted by the geometrically thick JED and provides an additional cooling term that might change its general properties.

In this paper, we explore the observational signatures of disk configurations with an inner JED and an outer SAD. Section 2 describes this hybrid configuration, including interactions between the two regions, and explores some of its dynamical consequences. Section 3 presents the procedure followed to simulate and fit synthetic X-ray data from our theoretical spectra as well as to estimate the jet radio emission. Section 4 is devoted to the exploration of the parameter space, by varying the disk accretion rate \dot{M}_{in} and transition radius R_J . Playing with these two

parameters allows to completely cover the disk fraction luminosity diagram (hereafter DFLD, [Körding et al. 2006](#)). As an illustrative example, we apply our model and reproduce canonical states of GX 339–4, both in X-ray spectral shape and radio fluxes. We end with concluding remarks in Sect. 5.

2. Hybrid disk configuration: internal JED and external SAD

2.1. General properties

As introduced in Paper II, we consider an axisymmetric accretion disk orbiting a black hole of mass M . For simplicity, the disk is assumed to be in global steady-state so that any radial variation of the disk accretion rate $\dot{M}(R)$ is only due to mass loss in outflows. We define $H(R)$ as the half-height of the disk, $\varepsilon(R) = H/R$ its aspect ratio, $\dot{M}(R) = -4\pi R u_R \Sigma$ the local disk accretion rate, u_R the radial (accretion) velocity, and $\Sigma = \rho_0 H$ the vertical column density with ρ_0 the mid plane density. Throughout the paper, calculations are done within the Newtonian approximation. Moreover, and for the sake of simplicity, the disk is assumed to be always quasi-Keplerian with a local angular velocity $\Omega \approx \Omega_K = \sqrt{GM/R^3}$, where G is the gravitational constant.

The disk is assumed to be thread by a large-scale vertical magnetic field $B_z(R)$. We assume that such a field is the result of field advection and diffusion and we neglect thereby any field amplification by dynamo. Clearly, the existence of cycles shows that some evolution is ongoing within the disk. However, the timescales involved (days to months) are always much longer than accretion timescales inferred from the X-ray emitting regions. Therefore, as for any other disk quantity, the local magnetic field is assumed to be stationary on dynamical time scales (Keplerian orbital time).

The hybrid disk configuration is composed of a black hole of mass M , an inner jet-emitting disk from the last stable orbit r_{in} to the transition radius R_J , and an outer standard accretion disk from R_J to R_{out} . The system is assumed to be at a distance D from the observer. In the following, we adopt the dimensionless scalings: $r = R/R_g$, $h = H/R_g = \varepsilon r$, where $R_g = GM/c^2$ is the gravitational radius, $m = M/M_\odot$, and $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}}$, where $\dot{M}_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/c^2$ is the Eddington accretion rate² and L_{Edd} is the Eddington luminosity. Since GX 339–4 appears to be an archetypal object, we decided to concentrate only on this object. We therefore use a black hole mass $m = 5.8$, a spin $a = 0.93$ corresponding to $r_{\text{in}} = 2.1$ and a distance $D = 8$ kpc ([Miller et al. 2004](#))³. All luminosities and powers are expressed in terms of the Eddington luminosity L_{Edd} . An example of disk configuration is shown in Fig. 1 for $\dot{m}_{\text{in}} = \dot{M}_{\text{in}}/\dot{M}_{\text{Edd}} = 0.1$ and $r_J = R_J/R_g = 15$.

Our goal is to compute, as accurately as possible, the radial disk thermal equilibrium from r_{out} to r_{in} by taking into account the known dynamical properties associated with each accretion mode. The inflow-outflow structure is described by the following midplane quantities:

$$\mu = \frac{B_z^2/\mu_0}{P_{\text{tot}}} = \frac{B_z^2/\mu_0}{P_{\text{gas}} + P_{\text{rad}}}$$

$$\xi = \frac{d \ln \dot{m}}{d \ln r}$$

² We note that this definition does not include the accretion efficiency, usually of the order $\sim 10\%$ for a Schwarzschild black hole. This means that reaching Eddington luminosities would require $\dot{m}_{\text{in}} \gtrsim 10$ (see Fig. 6).

³ See also [Muñoz-Darias et al. \(2008\)](#), [Parker et al. \(2016\)](#) or [Heida et al. \(2017\)](#) for more recent estimations.

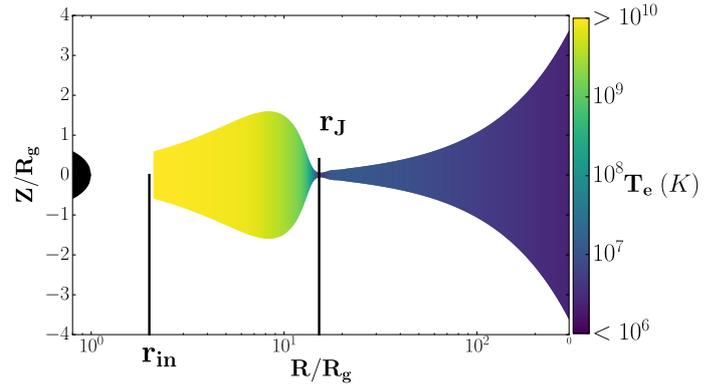


Fig. 1. Example of hybrid disk configuration in the JED-SAD paradigm. The inner disk regions are in a jet-emitting disk (JED) mode, up to a transition radius r_J , beyond which a standard accretion disk (SAD) is settled. The disk scale height $H(R)$ is accurately displayed, while colors correspond to the central electronic temperature T_e in Kelvin. The disk switches from an outer optically thick, geometrically thin jet-less disk to an inner optically thin, geometrically thick disk launching self-confined jets (not shown here). This solution has been computed for a transition radius $r_J = 15$ and a disk accretion rate $\dot{m}_{\text{in}} = 0.1$ at the disk inner radius $r_{\text{in}} = 2$ (see Sect. 2.1 for more details). Other similar examples are shown in Fig. 11 for different pairs $(\dot{m}_{\text{in}}, r_J)$.

$$m_s = \frac{-u_R}{c_s} = \frac{-u_R}{\Omega_K H} = m_{s,\text{turb}} + m_{s,\text{jet}} = \alpha_\nu \varepsilon + 2q\mu \quad (1)$$

$$b = \frac{2P_{\text{jet}}}{P_{\text{acc,JED}}},$$

where μ is the disk magnetization, ξ the local ejection index, m_s the sonic accretion Mach number and b the fraction of the

JED accretion power $P_{\text{acc,JED}} = \left[\frac{GM\dot{M}}{2R} \right]_{R_J}^{R_{\text{in}}}$ that is carried away by the jets in the JED. The parameter $q \approx -B_\phi^+/B_z$ is the magnetic shear of the magnetic configuration and B_ϕ^+ is the toroidal magnetic field at the disk surface (see [Ferreira 1997](#), for more details). From the above radial distributions, we can deduce the expressions of the vertical magnetic field B_z , the accretion speed u_R and the disk surface density Σ as a function of \dot{m}_{in} and the disk aspect ratio $\varepsilon = H/R$. The latter is obtained by solving the coupled energy equations for the ions and electrons in order to compute both electronic and ion temperatures (see Paper II for a full description of the method).

2.1.1. Inner JED

Jet-emitting disks solutions from a large radial disk extent are known to exist in a restricted region of the parameter space ([Ferreira 1997](#), Fig. 2). For simplicity, we assume that any given configuration is stationary and that parameters are constant. An extensive study of the thermal structure and associated spectra of JED can be found in Paper II, where it is shown that the following set of parameters best reproduces XRB hard states, from low to very high luminosities:

- $\mu = 0.5$: the disk magnetization μ has very little influence on X-ray spectra because the synchrotron emission does not contribute significantly to the equilibrium (Paper II). This value has therefore been chosen to lie between the two extreme values allowed for JED solutions, namely $\mu_{\text{min}} = 0.1$ and $\mu_{\text{max}} = 0.8$ ([Ferreira 1997](#)).
- $\xi = 0.01$: the smaller the ejection index, the less mass is being ejected and the larger the asymptotic jet velocity. A value

$\xi = 0.01$ is consistent with mildly relativistic speeds (e.g., the case study for Cyg X-1 in [Petrucci et al. 2010](#)).

- $m_s = 1.5$: within the JED accretion mode, the jets torque is dominant and imposes $m_s = m_{s,\text{jet}} = 2q\mu$. The precise value of $m_{s,\text{jet}}$ depends on the trans-Alfvénic constraint, but accretion in a JED is always at least sonic and usually supersonic $m_{s,\text{jet}} > 1$ ([Ferreira 1997](#)). In Paper II, we showed that a supersonic accretion with $m_s = 1.5$ allows to reproduce luminous hard states.
- $b = 0.3$: the fraction of the released accretion energy P_{acc} transferred to the jets has been computed within self-similar models and goes from almost 1 to roughly 0.2 ([Ferreira 1997](#); [Petrucci et al. 2010](#)). The chosen value also appears as a good compromise and facilitates the reproduction of luminous hard states (Paper II).

The fact that the disk accretion rate necessarily varies with the radius was first introduced in accretion-ejection models by [Ferreira & Pelletier \(1993\)](#), in the context of magnetically driven jets, and later by [Blandford & Begelman \(1999\)](#) in the context of thermally driven outflows. In both cases, the disk ejection efficiency is characterized by the radial exponent ξ in $\dot{m}(r) \propto r^\xi$. While it has been shown that magnetically driven jets require $\xi < 0.1$ ([Ferreira 1997](#)), the values measured in many simulations is usually higher, lying between 0.5 and 1 ([Casse & Keppens 2004](#); [Yuan et al. 2012, 2015](#), and references therein). It is somewhat troublesome that different simulations lead to a comparable value regardless of the strength of the magnetic field. Moreover, they were mostly done in the context of non-radiating hot accretion flows. But on the other hand, [Zhu & Stone \(2018\)](#) obtained $\xi \sim 0.003$ with an isothermal equation of state. Our guess is that this issue is not settled yet, especially given the extreme sensitivity of the disk ejection efficiency to the local thermodynamics ([Casse & Ferreira 2000b](#)). As discussed above, we therefore simply assume a small value for ξ that is compatible with the existence of relativistic jets.

2.1.2. Outer SAD

As argued in the introduction to this paper, the outer disk regions are assumed to accrete under the SAD mode. This implies that the relevant torque is turbulent, probably due to the magneto-rotational instability (MRI). In this case, $m_{s,\text{turb}} = \alpha_v \varepsilon$. The Shakura-Sunyaev viscosity parameter α_v needs to be specified and we use $\alpha_v = 0.1$ throughout this paper ([Hawley & Balbus 2002](#); [King et al. 2004](#); [Penna et al. 2013](#)). The magnetization must be small enough to allow for the development of the MRI; we choose $\mu = 10^{-3}$. As long as the SAD remains optically thick the value of μ does not affect our calculations of the SAD thermal equilibria.

By definition, no jets are present in a SAD. This translates into $\xi_{\text{SAD}} = 0$ (no mass loss) and $b_{\text{SAD}} = 0$ so that all released energy is either radiated or advected by the flow. Doing so, we neglect the potential presence of winds usually observed in XRBs, especially at high luminosities ([Ponti et al. 2012](#); [Tetarenko et al. 2016](#)). This assumption appears reasonable for two reasons. First, although mass loss from turbulent disks is indeed possible and actually observed in MHD simulations (e.g., [Proga et al. 2000](#); [Bai & Stone 2013](#); [Suzuki & Inutsuka 2014](#); [Béthune et al. 2017](#); [Zhu & Stone 2018](#)), these magneto-thermally driven flows carry away a negligible fraction of the disk angular momentum and released accretion energy, thereby introducing no significant change in the disk structure. Second, the mass rate feeding the inner JED is simply $\dot{m}(r_J) = \dot{m}_{\text{in}}(r_J/r_{\text{in}})^\xi$ and is

independent from ξ_{SAD} . Increasing ξ_{SAD} up to, for example, 0.5, would imply a strong increase of the disk accretion rate in the regions beyond r_J up to r_{out} . This would of course lead to a significant change of the emitted spectrum from these outer regions, but with no detectable counterpart (see, however, [Chakravorty et al. 2016](#), and references therein) as long as the disk remains optically thick, which is the case here.

2.1.3. JED-SAD radial transition

We examine here some properties of the transition, assuming that it occurs over a radial extent of the order of a few local disk scale heights.

The first striking property is the existence of a trans-sonic critical point near R_J . Indeed, while the accretion flow is subsonic in the SAD with a Mach number $m_{s,\text{SAD}} = m_{s,\text{turb}} = \alpha_v \varepsilon_{\text{SAD}} \ll 1$, it is supersonic in the inner JED with $m_{s,\text{JED}} = m_s = 1.5$. This property is a natural consequence of the transition from a turbulent “viscous” torque acting within the outer SAD to a dominant jet torque in the JED. Since the disk is assumed to be in a steady-state, the continuity of the mass flux $\dot{M}_{\text{JED}} = \dot{M}_{\text{SAD}}$ must be fulfilled at the transition radius. Given the difference between the JED and SAD sonic Mach number, this implies a drastic density decrease $\Sigma_{\text{JED}}/\Sigma_{\text{SAD}} \sim \alpha_v \varepsilon_{\text{SAD}}^2 / \varepsilon_{\text{JED}} \ll 1$ between the SAD and the JED. The Thomson optical depth being defined by $\tau_T \propto \Sigma$, this density drop therefore implies a huge drop in the disk optical depth. Therefore, a dynamical JED-SAD radial transition naturally goes with an optically thin - optically thick transition (see Paper II).

The second striking property is the possible existence of a thin super-Keplerian layer between the JED and the SAD. In the outer SAD, the disk is slightly sub-Keplerian with a deviation due to the radial pressure gradient and of the order of $\varepsilon_{\text{SAD}}^2$. Within the JED, the much larger magnetic radial tension leads to a larger deviation of the order of $\mu \varepsilon$ ([Ferreira & Pelletier 1995](#)). This requires that the radial profile $\Omega(R)$ has two extrema (with $d\Omega/dR \simeq 0$). Since all the disk angular momentum is carried away vertically in JEDs, there is no outward angular momentum flux into the SAD at R_J . This translates into a “no-torque” condition for the SAD. Such a situation has already been discussed in the context of a radial transition between an outer cold (SAD) and inner hot (ADAF) accretion flows, leading to a super-Keplerian layer ([Honma 1996](#); [Abramowicz et al. 1998](#)). It is, however, not clear whether such a thin layer would still be present in our context given the existence of magnetic forces. These two extrema of the angular velocity, however, clearly define the radial end points of each dynamical (SAD or JED) solution, and the trans-sonic transition occurring in-between.

Constructing a dynamical solution describing the radial transition between a SAD and a JED is beyond the scope of the present paper and will be studied elsewhere. From now on, we assume that the two accretion modes can always be matched at a transition radius R_J . The calculation of the global disk equilibrium can subsequently be made using $\dot{m}_{\text{in}} = \dot{M}_{\text{in}}/\dot{M}_{\text{Edd}}$ and $r_J = R_J/R_g$ as independent variables.

2.2. Thermal structure of hybrid JED-SAD configurations

As described in Paper II, our accretion flow is locally described by a 2T (T_e, T_i), fully ionized plasma of densities $n_e = n_i$, embedded in a magnetic field B_z . We recall here the main equations used to compute the thermal equilibrium (see Paper II for full explanations). The electron and proton temperatures are

computed at each radius using the coupled steady-state local energy balance equations

$$(1 - \delta) \cdot q_{\text{turb}} = q_{\text{adv},i} + q_{\text{ie}} \quad \text{ions} \quad (2)$$

$$\delta \cdot q_{\text{turb}} = q_{\text{adv},e} - q_{\text{ie}} + q_{\text{rad}} \quad \text{electrons}, \quad (3)$$

where the local heating term, of turbulent origin, varies according to the radial zone considered. Within the JED in $R < R_J$, this gives

$$q_{\text{turb},\text{JED}} = (1 - b)(1 - \xi) \frac{GM\dot{M}(R)}{8\pi HR^3}, \quad (4)$$

whereas within the SAD in $R > R_J$ it is

$$q_{\text{turb},\text{SAD}} = \frac{3GM\dot{M}(R)}{8\pi HR^3} \left(1 - \sqrt{R_J/R}\right), \quad (5)$$

making use of the no-torque condition imposed at R_J and a constant \dot{M} at the transition (Sect. 2.1.3). In principle, the released turbulent energy could be unevenly shared between ions and electrons by a factor δ . Throughout this paper, we use $\delta = 0.5$ (see Paper II, Yuan & Narayan 2014, Sect. 2.3 and references therein). The other terms appearing in Eqs. (2) and (3) are the ion (electron) advection of internal energy $q_{\text{adv},i}$ ($q_{\text{adv},e}$), the Coulomb collisional interaction between ions and electrons q_{ie} and the radiative cooling term due to the electrons q_{rad} . This term, as well as the radiation pressure P_{rad} term, is computed using a bridge function allowing to accurately deal with both the optically thin and the optically thick regimes (Paper II). The optically thin cooling regime q_{thin} is computed with the BELM code (Belmont et al. 2008), which includes Compton scattering, emission and absorption through bremsstrahlung and synchrotron processes.

The thermal equilibrium of the SAD region is well known. For large accretion rates, required for outbursting XRBs, the disk is mostly in the optically thick, geometrically thin cold regime ($T_e \sim 10^5 - 10^7$ K). Heating of the SAD surface layers by the hard X-rays emitted by the inner JED might produce some disk evaporation (Meyer & Meyer-Hofmeister 1994; Meyer et al. 2000; Liu et al. 2005; Meyer-Hofmeister et al. 2005). This would require that we solve the 2D (vertical and radial) stratification of the disk, which is beyond our vertical one-zone approach. However, this is not expected to be crucial for the scenario depicted here. We therefore neglect the feedback of the inner JED over the outer SAD structure. In this approximation, and since the resolution is computed outside-in, the temperature of the outer SAD does not depend on any assumption made on the inner JED.

On the contrary, the effects of the outer SAD on the inner JED are twofold and cannot be neglected. The first effect is the cooling due to advection of the outer cold material into the JED. Indeed the local advection term q_{adv} can be either a cooling or a heating term, depending on the sign of the radial derivatives. This is self-consistently taken into account in our code (see Eq. (12) and Appendix A.2 in Paper II). The second effect results from the Compton scattering of the SAD photons on the JED electrons. This effect occurs whenever the JED is in the optically thin, geometrically thick thermal solution. This effect was not taken into account in Paper II.

Illumination is estimated from the SAD properties, using the following geometrical prescriptions. Outside of the transition radius R_J , the disk luminosity is $L_{\text{SAD}} = GM\dot{M}/2R_J \simeq 4\pi R_*^2 \sigma T_s^4$, where $T_s = T_{\text{eff}}(R_*)$ is the effective temperature at the radius R_* where T_{eff} reaches its maximum (Frank et al. 2002). JED solutions being optically thin (or, at worse, slim), we assume that the radiation field in the region below R_J is well described by the average energy density

$$U_{\text{rad}} = \omega \frac{L_{\text{SAD}}}{4\pi R_J^2 c}, \quad (6)$$

where $0 < \omega < 1$ is a geometrical dilution factor that describes the fraction of the SAD power that irradiates the region below R_J (see Sect. 2.3). This applies to the bolometric luminosity, but also to the luminosity in any given energy band.

This prescription allows to compute all properties of the illumination field. This radiation is then provided to the BELM code as an external source of seed photons, and the associated cooling and reprocessed spectrum are computed. More precisely, the JED is divided in many spheres of radius H in which radiation processes are computed (see Paper II for more details). Here, each sphere of radius H receives the power

$$L_s = U_{\text{rad}} 4\pi H^2 c = \omega (H/R_J)^2 L_{\text{SAD}}, \quad (7)$$

where the value of ω is discussed in Sect. 2.3.

2.3. Effect of an external illumination on the JED thermal structure

Adding an outer standard accretion disk may have a colossal impact on the inner hot JED, depending on the transition radius $r_J = R_J/R_g$. For large values of r_J (say larger than 50–100), the power emitted by the SAD is too low to affect the global disk spectrum. But this is no longer the case when the transition radius becomes smaller. Besides, the geometrical dilution factor ω used in Eq. (6) plays an important role. It is however quite tricky to obtain an accurate estimate of its value within our framework. It depends on the solid angle under which the SAD photosphere is seen by the JED and corresponds thereby to the fraction of the SAD photons that are intercepted by the JED.

Considering a spherical hot corona of radius r_J , centered on the black hole and embedded in an infinitely thin disk, former studies (e.g., Zdziarski et al. 1999; Ibragimov et al. 2005) led to $\omega \sim 2-25\%$ depending on the dynamical (“no-torque”, “torque”) hypothesis made at r_J . The inner JED accretion flow is clearly different from a sphere of radius r_J (see Fig. 1), which could possibly suggest a value smaller than the above estimates. Moreover, Compton cooling should also be a function of the radius within the JED, and in the case of the geometry shown in Fig. 1, we could expect ω to decrease with decreasing radius.

There are however numerous effects that should magnify ω . First, the SAD is clearly flared, and therefore the infinitely thin disk approximation generally used is rather crude and tends to decrease the value of ω (see, e.g., Meyer-Hofmeister et al. 2005; Mayer & Pringle 2007). Second, although not considered in the literature, the photons emitted radially by the innermost region of the SAD are also expected to radiate directly towards the JED (see Fig. 2 top panel). Indeed, the photosphere $\tau_T = 1$ necessarily crosses the disk midplane near r_J , allowing cold SAD photons to enter directly into the outer parts of the JED (and not only from the SAD surfaces). This should be responsible for another radiative contribution. The estimation of the corresponding photon flux emitted by the SAD and entering the JED in such a way is relatively complex; it would require us to solve the full (radial + vertical) radiative transfer problem to determine the photosphere properties of the SAD close to r_J . While this is far beyond the goal of the present paper, this effect should be similar to estimations⁴. Third, the reprocessing of the X-ray emission from the

⁴ Again, in the case of an infinitely thin disk, and for a disk penetrating the hot corona in r_J (see again Zdziarski et al. 1999), resulting in ω of the order of tens of percent depending on how far the disk penetrates inside the corona.

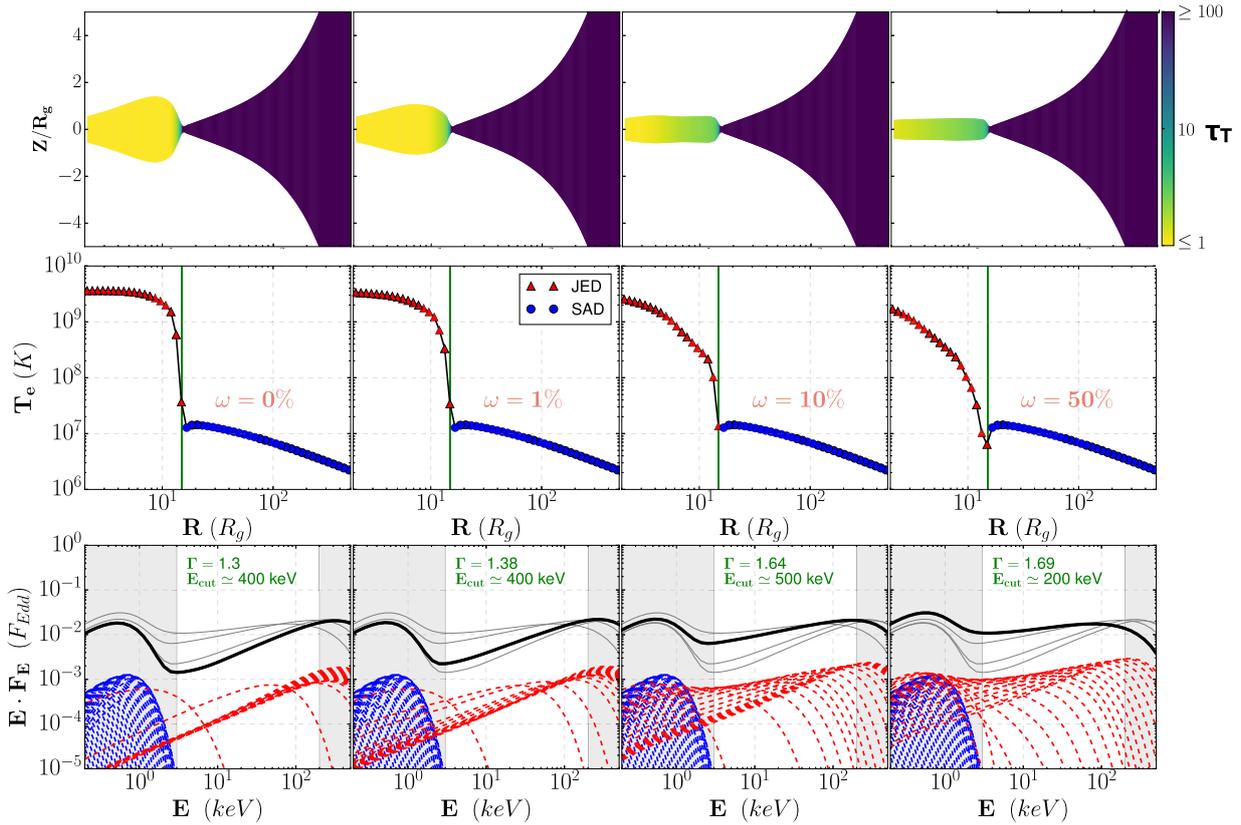


Fig. 2. Effect of the external Comptonisation of the SAD photon field on the inner JED for $\dot{m}_{\text{in}} = \dot{M}_{\text{in}}/\dot{M}_{\text{Edd}} = 1$ and $r_j = 15$ (green vertical line on the *top* figures), with different dilution factors, *from left to right* $\omega = 0, 1, 10, 50\%$. *Top panels* show the disk aspect as well as its Thomson optical depth in colors. *Middle panels* show the electron temperature as function of radius. *Bottom panels* display the local spectra emitted by each radius (dashed lines) and the corresponding total disk spectrum (black solid line). For comparison, in each panel we have overplotted the total spectra obtained in the other three panels in gray solid lines. The spectra are given in Eddington flux $F_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/4\pi D^2$ units for GX 339–4 (see Sect. 2.1). The blue lines and dots correspond to the SAD zone, while the red lines and triangles represent the JED. The white part of the spectra shows the 3–200 keV energy range. Approximate values of the photon index Γ and energy cutoff E_{cut} , derived by comparison with a simple cutoff power-law model in this energy range, are indicated on each plot.

JED inside the disk will also naturally increase the SAD emission (Poutanen et al. 2018). In our model, we only take into account the intrinsic disk emission, but X-ray reprocessing can be mimicked by increasing ω . Finally, another important effect that should be taken into account is the gravitational light bending close to the black hole. This should strongly magnify the flux of disk photons impinging the JED in comparison to the Newtonian situation where they would mainly escape away from the disk. This effect should depend on the transition radius r_j as well as the radial position inside the JED. Ray-tracing simulations are required here for a rigorous computation, and again this is beyond the scope of the present paper. But this effect could be the dominant one, especially for small radii inside the JED or for small r_j , since the closer to the black hole, the stronger the light bending effect. This could result in a factor of a few to be applied to the number of SAD photons entering the JED in comparison to the absence of light bending (see, e.g., Miniutti et al. 2003). All included, we believe that ω of the order of a few tens of percent seems reasonable.

We report in Fig. 2 the JED radial temperature distribution, as well as the corresponding spectral energy distribution (SED), for a constant ω varying from 0 to 50%, the two physical extreme values for this parameter. Increasing ω obviously decreases the JED temperature and softens the SED. The variation is relatively important between $\omega = 0\%$ and 50%. Using a simple power-law model, we find a spectral softening of $\Delta\Gamma \approx 0.4$ of the resulting

power-law, along with a modification of its energy cutoff, from $E_{\text{cut}} \approx 500$ keV to $E_{\text{cut}} \approx 200$ keV.

Clearly, this effect cannot be neglected, as the value of ω has an important impact on the spectra. In this article, unless otherwise specified, we use $\omega = 0.2$. This value appears to be close to the upper limit for previous estimations, but, considering the number of assumptions diminishing this value, we thought this was a good compromise. We note however that this does not mean that the inner JED captures 20% of the SAD luminosity, as there is still a factor $(H/R_j)^2$ in Eq. (7).

3. Synthetic observations: X-ray disk spectra and radio jet emission

3.1. From theoretical SEDs to simulated data

This work aims at providing synthetic hardness-intensity diagrams, or more precisely, disk fraction luminosity diagrams (DFLD, see, e.g., Kording et al. 2006; Dunn et al. 2010). To that purpose, our synthetic spectra must be processed in a way similar to observational data to derive the disk and power-law components from the fits, and place the corresponding points in a DFLD. This procedure, too rarely performed, is mandatory as we intend to compare our synthetic data to observations.

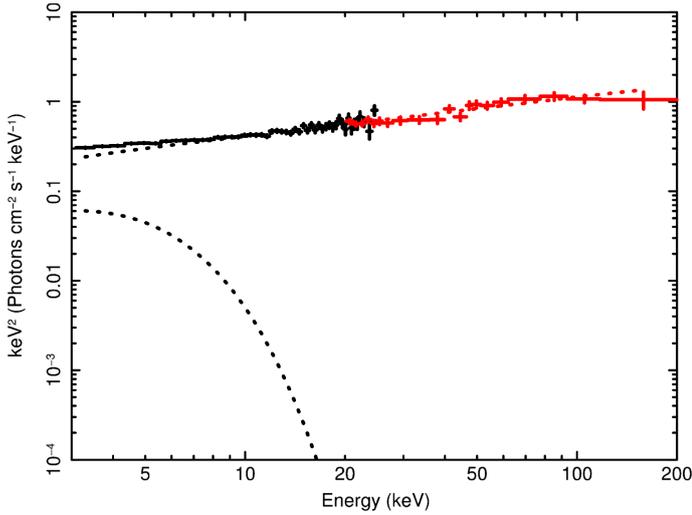


Fig. 3. Example of simulated RXTE/PCA (3–25 keV, in black) and RXTE/HEXTE (20–200 keV, in red) data sets from the theoretical SED produced by the JED-SAD configuration shown in the third panel of Fig. 2. The dotted lines are the power law and disk components corresponding to the best fit model. See Sect. 3.1 for more details.

From our theoretical SED, an XSPEC table model was first built using the `FLX2TAB`⁵ command of `FTOOLS`⁶. Disk inclination was ignored for simplification but we add background and galactic absorption (WABS model in XSPEC with $N_H = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, see [Dickey & Lockman 1990](#); [Dunn et al. 2010](#); [Clavel et al. 2016](#)). Then we simulated RXTE/PCA and HEXTE spectrum with the XSPEC simulation command `FAKEIT`. We use exposure times t_{exp} between 1 and 10 ks depending on the model flux in the 3–200 keV band in order to have a reasonably good signal-to-noise ratio (S/N). In this article, we use $t_{\text{exp}} = 10$ ks for the quiescent state (Sect. 4.4) and $t_{\text{exp}} = 1$ ks elsewhere. In Fig. 3, we plot for example the simulated spectrum from the theoretical SED produced by the JED-SAD configuration with $\omega = 0.1$ (Fig. 2, third panel).

Each simulated spectrum is then fitted with three different models (a): WABS \times (CUTOFFPL + EZDISKBB), (b): WABS \times CUTOFFPL, or (c): WABS \times EZDISKBB. We keep the best one according to a FTEST procedure (see, e.g., [Clavel et al. 2016](#), Sect. 3.2). In the example shown in Fig. 3, model (a) gives the best fit with a reduced $\chi^2_{\text{red}} = 248.4/213 = 1.17$. The best fit parameters are a disk blackbody temperature $T_{\text{in}} = 1.0 \pm 0.3$ keV, a photon index $\Gamma = 1.59^{+0.03}_{-0.06}$ and a lower limit in cutoff $E_{\text{cut}} > 400$ keV. These values are consistent with simple estimations performed on the theoretical data $\Gamma = 1.64$ and $E_{\text{cut}} \simeq 500$ keV. The corresponding best fit disk and power-law components are plotted in dashed lines in Fig. 3.

The total unabsorbed disk luminosity L_{Disk} and unabsorbed power law luminosity L_{PL} are computed in the 3–200 keV range. In the example shown in Fig. 3, the powerlaw fraction, defined by $PL_f = L_{\text{PL}}/(L_{\text{PL}} + L_{\text{Disk}})$ is equal to 0.99 ± 0.01 and the total flux in the 3–200 keV band is $L_{\text{tot}} = L_{\text{PL}} + L_{\text{Disk}} = 2.9 \pm 0.1\% L_{\text{Edd}}$.

3.2. Hard tail

It is well known that soft states show nonthermal tails generally observed above a few keV ([McConnell et al. 2002](#);

⁵ <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/f-tools/caldb/help/flx2tab.html>

⁶ <https://heasarc.gsfc.nasa.gov/f-tools/>

[Remillard & McClintock 2006](#)). Although uncertain, these tails are thought to be produced by a population of non-thermal electrons (see [Galeev et al. 1979](#); [Gierliński et al. 1999](#), for few investigations) that are not taken into account in our model. In order to reproduce such soft states, we added a power-law component to the synthetic spectra each time the fitting procedure favored a pure blackbody emission (model (c)) and the new data were re-fitted with a modified (c) WABS \times (PL + EZDISKBB) model. The photon index of this power-law component is set to $\Gamma = 2.5$ and it is normalized in order to contribute to a fixed fraction of the 3–20 keV energy range (typically between 1% and 10%, [Remillard & McClintock 2006](#)).

An example is shown in Fig. 4. The theoretical model plotted at the top of this figure corresponds to a SAD extending down to $r_j = r_{\text{in}}$ (no JED), with $\dot{m}_{\text{in}} = 1$. A fit with an absorbed disk component (model (c)) gives a disk temperature $T_{\text{in}} = 0.97 \pm 0.01$ keV and a total flux $L_{\text{tot}} = 4.1 \pm 0.1\% L_{\text{Edd}}$ in the 3–200 keV band. The data simulated in XSPEC include the additional power-law tail (Fig. 4, bottom panel). The best fit with new model (c) then gives $T_{\text{in}} = 0.97 \pm 0.01$ keV, $\Gamma = 2.5 \pm 0.2$, and $L_{\text{tot}} = 4.5 \pm 0.1\% L_{\text{Edd}}$ with a reduced $\chi^2_{\text{red}} = 214.5/213 = 1.01$. We note that this procedure slightly increases the total flux detected in X-rays due to the addition of the hard power-law tail.

3.3. Jet power and radio luminosity

In a JED, the jets power available is a given fraction of the accretion power

$$\begin{aligned} P_{\text{jets}} &= b P_{\text{acc, JED}} = b \left[\frac{GM\dot{M}}{2R} \right]_{R_{\text{out}}}^{R_{\text{in}}} \\ &= \frac{b}{2} \frac{\dot{m}_{\text{in}}}{r_{\text{in}}} \left(1 - \left(\frac{r_j}{r_{\text{in}}} \right)^{\xi-1} \right) L_{\text{Edd}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Assuming that b is roughly a constant throughout an entire evolution, the jets power depends on both \dot{m}_{in} and r_j . We follow the computations of [Heinz & Sunyaev \(2003\)](#) to deduce the expected radio luminosity emitted by one jet component. It assumes that the jet emission is explained by self-absorbed synchrotron emission of nonthermal particles along the jet. We need, however, to modify their equations in order to account for the finite radial extent of the JED, imposing a finite radial extent of each jet. This leads to the following expression (see Appendix A for more details):

$$\frac{\nu_R L_R}{L_{\text{Edd}}} \simeq f_R m^{\beta-1} r_{\text{in}}^{-\frac{6p+49}{4p+16}} \dot{m}_{\text{in}}^{\beta} r_j^{\frac{p+9}{p+4}} \left(1 - \frac{r_{\text{in}}}{r_j} \right)^{\frac{5}{p+4}}, \quad (9)$$

where $L_R = 4\pi D^2 F_R$ is the monochromatic power emitted at the radio frequency ν_R from an object at a distance D . The parameter f_R is a normalization constant, $\beta = \frac{2p+13}{2p+8}$, and p is the usual exponent of the nonthermal particle energy distribution. In the standard case with $p = 2$ and r_j constant, one obtains the [Heinz & Sunyaev \(2003\)](#) dependencies, namely a radio power $\nu_R L_R \propto \dot{m}_{\text{in}}^{17/12}$.

Our model therefore provides naturally both L_R and L_X . Indeed, for any given set of parameters (\dot{m}_{in}, r_j), we can compute L_X from our simulated SED, whereas an estimate of the radio luminosity can be obtained using Eq. (9). This is discussed in Sect. 4.

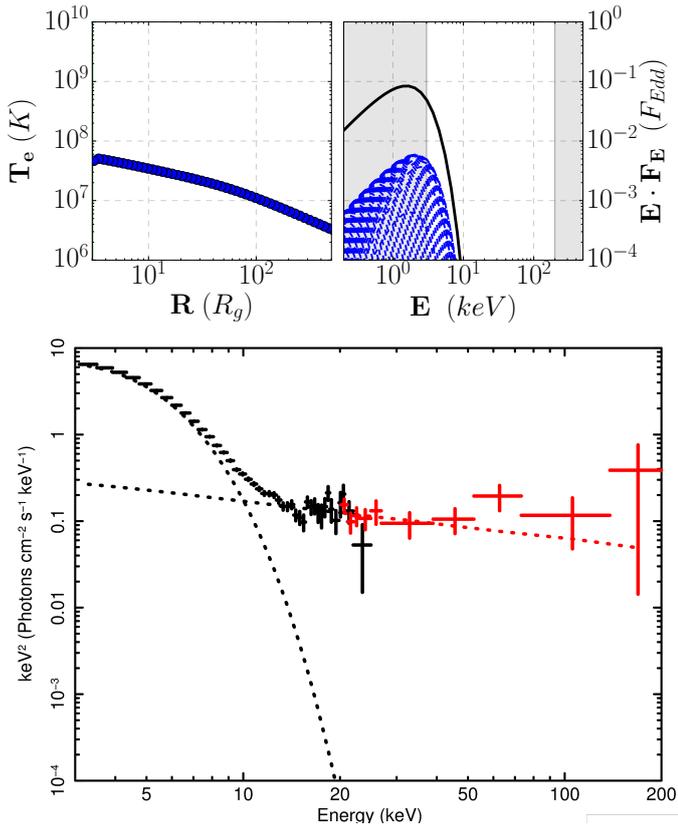


Fig. 4. Electron temperature (*top-left*) and theoretical spectrum (*top-right*) of the configuration $\dot{m}_{\text{in}} = 1$, $\mu_{\text{SAD}} \ll 1$, $\alpha_v = 0.1$, $r_J = r_{\text{in}}$. Each annulus is displayed as a blue dot; its associated spectrum is shown in blue dashed lines and the total disk spectrum with a black solid line. The *bottom panel* shows final faked and fitted data after the addition of the hard power-law tail; black for PCA and red for *HEXTE*. Dashed lines show the best fit obtained with; see Sect. 3.2 for details.

4. Reproducing typical XRB behavior: DFLD and canonical spectral states

In this section, we show that hybrid JED-SAD configurations can, in principle, reproduce the outbursting cycles of XRBs by varying only two parameters, the disk accretion rate \dot{m}_{in} and the transition radius r_J . This is done in two steps. First, we need to find which ranges in \dot{m}_{in} and r_J allow to cover the full DFLD. However, this diagram includes only information on X-ray emission while a cycle also deals with jet production and quenching. We therefore require the same framework to reproduce radio emission at the correct level. Then, as a second step, we define five canonical spectral states characteristic of an XRB spectral evolution during an outburst and show, more precisely, how well our framework is able to reproduce them.

4.1. Disk fraction luminosity diagram

We perform a large parameter survey for $\dot{m}_{\text{in}} \in [0.01, 10]$ and $r_J \in [r_{\text{in}}, \sim 50r_{\text{in}}] = [2, 100]$. We compute the whole thermal structure and corresponding theoretical SED for each pair $(\dot{m}_{\text{in}}, r_J)$, and we fit as described in Sect. 3 to get the corresponding position in the DFLD. The fits⁷ are shown in Fig. 5. The

⁷ Only fits with $\chi_{\text{red}}^2 < 3$ have been displayed here. Few fits ($\dot{m}_{\text{in}} \gtrsim 5$, $r_J = r_{\text{in}}$) require the addition of a second blackbody component to better describe their spectral shape, but their position (top-left) beyond

smoothness of our DFLD is indicative of the absence of spectral degeneracy in our modeling (Fig. 5). In this figure, the mean transition radius is color coded and the accretion rate is shown in contours of constant values. For comparison, the 2010–2011 outburst of GX 339–4 is overlotted with a black dashed line⁸.

Figure 5 shows that we can cover the whole domain usually followed by XRBs within our framework. Concerning the hard states, we are able to reproduce their evolution up to high luminosities. Concerning the soft states, their position in the DFLD depends on the amplitude of the additional hard tail. With a hard tail representing 10% of the flux in the 3–20 keV energy range throughout the cycle, we can only reproduce soft states with $L_{\text{PL}}/L_{\text{tot}} > 0.1$ (Fig. 5, right). Softer states, populating the very left part of the DFLD, require a hard tail flux fraction lower than 1% (Fig. 5, left).

As expected, the accretion rate is mainly responsible for the global X-ray luminosity of the system, leading to almost horizontal isocontours for \dot{m}_{in} in the DFLD. Indeed, the higher the accretion rate, the higher the total available accretion energy $P_{\text{acc}} \propto \dot{m}_{\text{in}}$. However, part of the energy can be advected, which explains the sharp variations of the isocontours at high luminosities (see discussion below). The effect of the transition radius r_J follows the predictions of Paper I. At large transition radii, most of the emission originates from the JED, as the outer SAD has no detectable influence. These solutions display power-law spectra for all accretion rates (see Paper II). This is the reason why they appear on the right-hand side of the DFLD. At small transition radii, two effects appear in the RXTE energy range of our simulated data. First, as its temperature and flux increase with decreasing r_J , the SAD blackbody emission starts appearing in the SED around 3 keV. Second, the closer the SAD, the stronger its illumination becomes, cooling down the inner JED and producing softer spectra. Combining these two effects leads to a disk-dominated spectrum, with a power-law fraction becoming entirely dominated by the high-energy tail when $r_J \rightarrow r_{\text{in}}$.

4.2. L_X dependencies on \dot{m}_{in}

Figure 6 shows the bolometric (L_{bol} , top) and 3–9 keV (L_{3-9} , bottom) luminosity deduced from our synthetic SED as a function of the accretion rate at the inner radius \dot{m}_{in} . The colors correspond to different transition radius r_J . This figure illustrates different concerns about the radiative efficiency of accretion flows.

In the top panel and in the SAD mode ($r_J = r_{\text{in}} = 2$), the bolometric luminosity follows the radiatively efficient regime $L_{\text{bol}} \propto \dot{m}_{\text{in}}$ as long as $\dot{m}_{\text{in}} < 5$. Below this accretion rate, the SAD is indeed radiating all of its available energy. At $\dot{m}_{\text{in}} > 5$, the SAD enters the slim domain, where more and more energy becomes advected instead of being radiated away. As a consequence, the global luminosity has a steeper slope $L_{\text{bol}} \propto \dot{m}_{\text{in}}^{0.5}$.

As r_J increases, the JED region extends, and at any given accretion rate \dot{m}_{in} the luminosity decreases as r_J increases. This is the result of two different effects. First, as r_J increases, more and more energy is controlled by the JED and transferred to the jets $b = P_{\text{jets}}/P_{\text{acc,JED}} = 0.3$ (Papers I and II) instead of being radiated. Second, the JED thermal equilibrium is often strongly affected by advection, as $f = P_{\text{adv}}/P_{\text{acc,JED}} \propto \varepsilon^2$ is no more negligible

the extension of usual DFLDs makes them meaningless in the current study.

⁸ The spectral analysis of the 2010–2011 outburst was done in the 3–25 keV energy range (RXTE/PCA), but the models were integrated in the 3–200 keV range and not the usual ranges (e.g., Dunn et al. 2010).

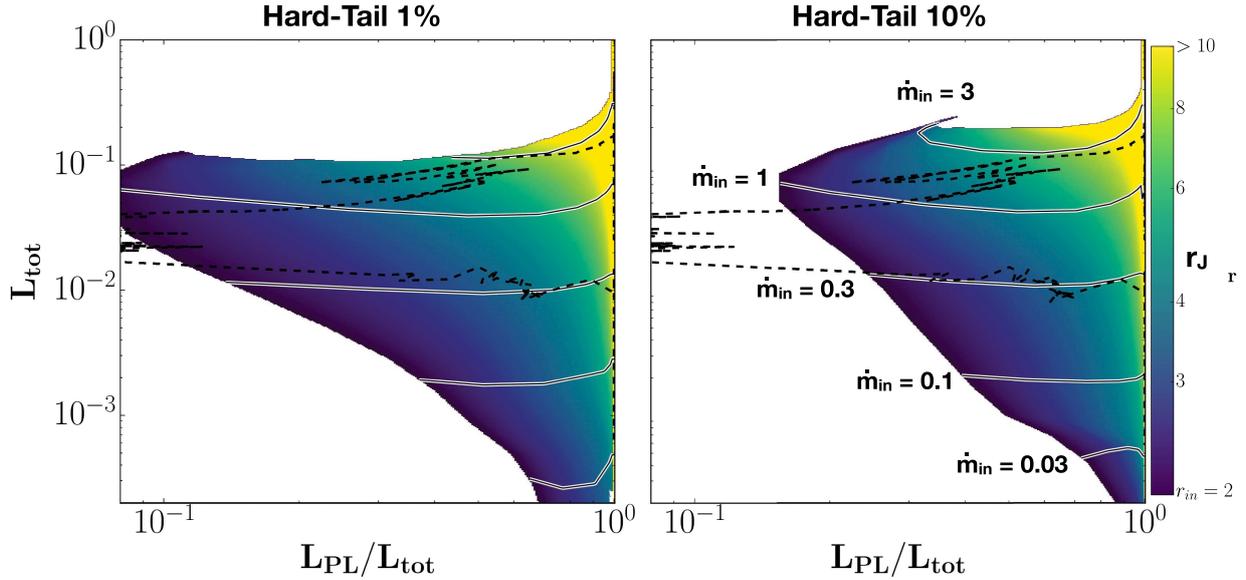


Fig. 5. Total disk + power-law luminosity $L_{\text{tot}} = L_{\text{disk}} + L_{\text{PL}}$ in the 3–200 keV energy range (in Eddington luminosity unit) is shown as a function of the power-law fraction $L_{\text{PL}}/L_{\text{tot}}$. Each point within this plot corresponds to a fully computed and then XSPEC processed hybrid JED-SAD configuration. Contours (black solid lines) are for a constant disk accretion rate \dot{m}_{in} while the color background displays the disk transition radius r_J . Dashed black line shows the 2010–2011 cycle of GX 339–4. XSPEC fits were done with a hard tail level of 1% (left) and 10% (right). See Sect. 4.1 for a description of the figure.

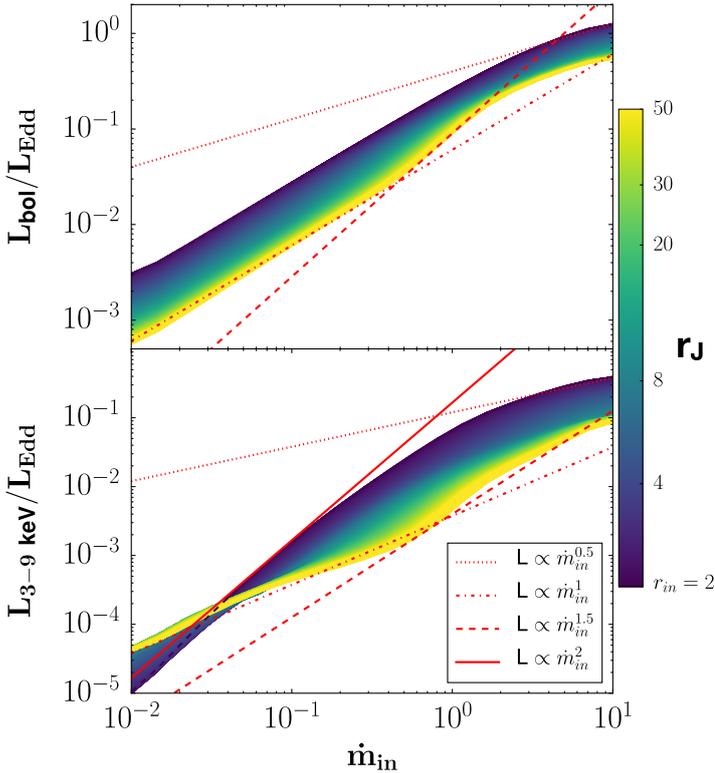


Fig. 6. Bolometric (top) and 3–9 keV (bottom) luminosities in function of the mass accretion rate \dot{m}_{in} onto the black hole. This plot is extracted from Fig. 5, done with a 10% hard tail (right). The colors are for different values of the transition radius r_J . Four different $L \propto \dot{m}_{\text{in}}^\alpha$ regimes are shown. Also, the $r_J = r_{\text{in}}$ has been drawn in dashed black to be visible at low accretion rate in the bottom panel.

(Paper II). Combining these two effects, a more representative formulation is $L_{\text{bol}} \propto (1 - b - f) \dot{m}_{\text{in}}$, where $f \propto \varepsilon^2 = \varepsilon^2(\dot{m}_{\text{in}})$ is also a function of accretion rate.

At low accretion rates $\dot{m}_{\text{in}} < 0.5$, the JED is optically thin and geometrically thick with $\varepsilon \approx 0.2$ – 0.3 (termed thick disk solution in Paper II). In the thick disk branch, the low density of the plasma allows $q_{\text{ie}} \propto n_e^2$ to be negligible. Ions are neither cooled down by radiation nor by Coulomb interactions: $T_i \gg T_e$. Contrary to usual 1T plasmas, the disk thickness is then only linked to the ion pressure, $P_{\text{gas},i} \gg P_{\text{gas},e} + P_{\text{rad}}$, leading to $q_{\text{adv}} \approx q_{\text{adv},i} \gg q_{\text{adv},e}$ (see Eq. (13) in Paper II). In the ion thermal equilibrium from Eq. (2), advection is directly determined by ion heating, $q_{\text{adv}} \approx q_{\text{adv},i} \approx (1 - \delta)q_{\text{turb}}$, leading to $f = q_{\text{adv}}/q_{\text{turb}} \approx 0.5$. Since $q_{\text{adv},e} \ll q_{\text{adv},i} \approx (1 - \delta)q_{\text{turb}}$, we obtain $q_{\text{adv},e} \ll \delta q_{\text{turb}}$. In the electron equilibrium Eq. (3), radiation is then determined by $q_{\text{rad}} \sim \delta q_{\text{turb}} \propto \dot{m}_{\text{in}}$, leading to the trend $L_{\text{bol}} \propto \dot{m}_{\text{in}}$, unexpected in a thick disk⁹. In the end, combining the loss of power through jets (b) and in advection (f) reduces the JED luminosity. For instance, for $r_J = 50$ (yellow color) it is reduced by a factor $1/(1 - b - f) \sim 5$ compared to the SAD mode power.

At high accretion rates, $\dot{m}_{\text{in}} > 2$, the JED mode is optically thick and geometrically slim with $\varepsilon \approx 0.1$ (termed slim disk solution in Paper II). The bolometric luminosity now has a slope $L_{\text{bol}} \propto \dot{m}_{\text{in}}^{0.5}$ (see the previous discussion on the slim SAD mode), lower in luminosity by a factor of approximately two. Indeed, in this case, $f \approx 0.15$ due to the lower temperature (and then the lower ε) compared to the thick disk solution.

Between these two solutions, from the thick to the slim disks, f decreases from 0.45 to 0.15. The disk radiates more and more energy and the luminosity increases until it reaches the $L_{\text{bol}} \propto \dot{m}_{\text{in}}^{0.5}$ slope. During this transition, the slope is more abrupt and fits well with $L_{\text{bol}} \propto \dot{m}_{\text{in}}^{1.5}$.

The bottom panel of Fig. 6 shows that the L_{3-9} variation with the accretion rate is different from L_{bol} . In the SAD mode ($r_J = r_{\text{in}} = 2$), $L_{3-9} \propto \dot{m}_{\text{in}}^{-2}$ for $\dot{m}_{\text{in}} < 1$ and it slowly drops down to $L_{3-9} \propto \dot{m}_{\text{in}}^{0.5}$ while approaching the slim region. The JED mode

⁹ This is only true if $(1 - \delta) \sim \delta$, which is the case here. In ADAFs, where $\delta = 1/2000$, even if $q_{\text{adv},e} \ll (1 - \delta)q_{\text{turb}}$ the factor $\delta \ll 1$ would not ensure that $q_{\text{adv},e} \ll \delta q_{\text{turb}}$, and this reasoning would not stand.

with $r_J = 50$ remains closer to the bolometric behavior, still with $L_{3-9} \propto \dot{m}_{\text{in}}$ when $\dot{m}_{\text{in}} < 0.5$ and roughly $L_{3-9} \propto \dot{m}_{\text{in}}^{1.5}$ during the transition and in the slim region. At very low accretion rates, the JED mode radiates more energy in the 3–9 keV band up to a factor of approximately four, while at higher accretion rates the SAD can radiate as high as approximately 17 times more energy in this range.

Two interesting comments can be done from Fig. 6. First a “radiatively efficient accretion flow” does not necessarily mean $L \propto \dot{m}_{\text{in}}$. Indeed, as shown before in the JED-dominated mode ($r_J = 50$) we find $L \propto \dot{m}_{\text{in}}$, while the JED radiates only a few tenths of its total available energy. The term “radiatively efficient” seems therefore inappropriate. Second, the evolution of the luminosity with the accretion rate strongly depends on the energy range used. In the SAD mode, while the disk is indeed radiatively efficient and $L_{\text{bol}} \propto \dot{m}_{\text{in}}$, the 3–9 keV luminosity follows a $L_{3-9} \propto \dot{m}_{\text{in}}^{1.5-2}$ regime, which could be considered as the signature of a radiatively inefficient flow. This clearly means that the interpretation of the luminosity variation with the accretion rate in terms of radiative efficiency can be strongly misleading and should be made with caution.

Finally, Fig. 6 also illustrates that the functional dependence $L_{3-9}(\dot{m}_{\text{in}})$ can be much more complex than a single power law. This is quite promising as it is known that $L_{3-9}(\dot{m}_{\text{in}})$ may need to vary from one object to another (Coriat et al. 2011, Sect. 4.3.3 and Fig. 7). However, we cannot go further without considering a proper outbursting cycle. For instance, Fig. 5 clearly shows that in order to successfully reproduce the 2010–2011 cycle of GX 339–4 (black lines in Fig. 8), one would need to (1) rise up, namely increase \dot{m}_{in} from the quiescent state until the highest hard state; subsequently (2) transit left by decreasing the transition radius r_J until the full disappearance of the JED; (3) drop down in the soft realm by decreasing \dot{m}_{in} ; and finally (4) transit right back to the hard zone by increasing r_J . It can therefore be inferred from Fig. 6 that the evolution in time of the X-ray luminosity is sharper than $L_{3-9} \propto \dot{m}_{\text{in}}$ at high luminosities, because of the necessary decrease of r_J . A detailed modeling of the actual track followed by GX 339–4 during a full cycle will be presented in a forthcoming paper.

4.3. Radio fluxes

For any given hybrid JED-SAD disk configuration, computed with a pair of parameters $(\dot{m}_{\text{in}}, r_J)$, one can also derive an estimation of the one-sided jet radiative power P_R emitted at the radio frequency $\nu_R = 8.6$ GHz. Assuming an electron distribution with $p = 2$, Eq. (9) leads to

$$P_R \equiv \nu_R L_R = \tilde{f}_R \dot{m}_{\text{in}}^{17/12} r_J (r_J - r_{\text{in}})^{5/6} L_{\text{Edd}}, \quad (10)$$

where the dimensionless factor \tilde{f}_R incorporates factors such as m or r_{in} ; see Appendix A. For the sake of simplicity, we assume that this factor is a constant throughout the whole cycle. This is far from being obvious, but our goal here is simply to show that hybrid configurations have the potential to reproduce both X-rays and jet radio emission simultaneously. To obtain an estimate of \tilde{f}_R , we require that two radio observations at $\nu_R = 8.6$ GHz, one during the quiescent state and the other during the high-luminosity hard state (see their definition below), be qualitatively reproduced. We obtain $\tilde{f}_R = 1 \times 10^{-10}$. This allows us to compute the radio power P_R as a function of $(\dot{m}_{\text{in}}, r_J)$ and finally relate the radio power to the observed 3–9 keV power. To make Fig. 7, the same procedure as that used to make Fig. 5 was used, but with binning of the true integrated luminosity $L_{3-9 \text{ keV}}$ and radio power P_R . In addition, radio and X-ray

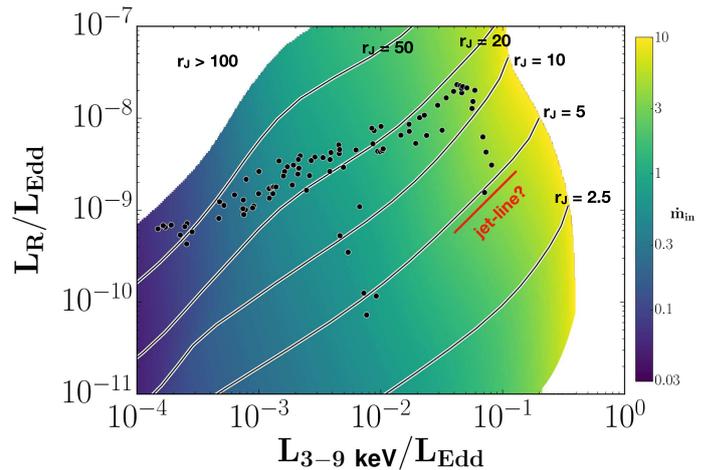


Fig. 7. Power in the 8.6 GHz radio band in function of the 3–9 keV X-ray power (both in Eddington luminosity). Black solid lines are for constant transition radius r_J , while the color background shows the accretion rate \dot{m}_{in} . This figure has been made using a similar procedure to that used to make Fig. 5. The black points are the observed values for GX 339–4 during its cycles between 2003 and 2011. A possible theoretical jet line has been drawn in red (see Sect. 4.3).

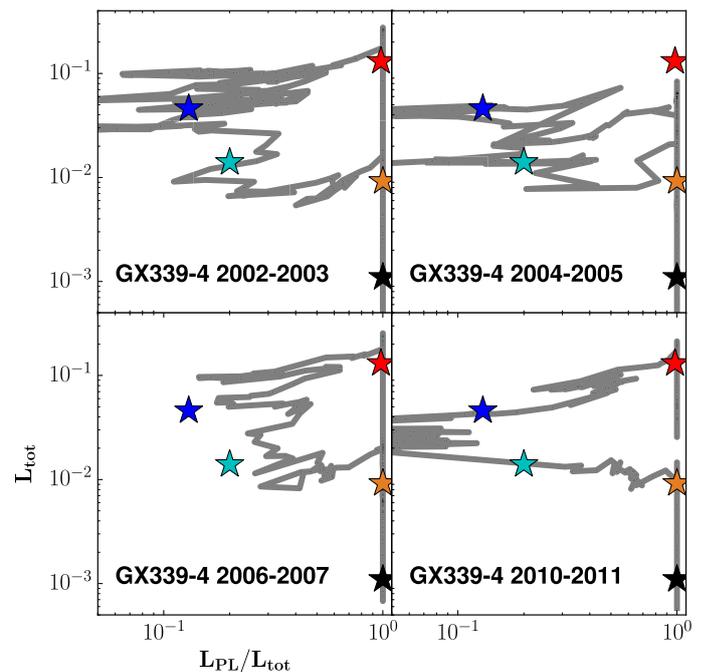


Fig. 8. DFLDs for the past outbursts of GX 339–4 between MJD50290 and MJD55650 extrapolated in the 3–200 keV energy range. The spectral analysis of the 2010–2011 outburst was done in the 3–25 keV energy range (RXTE/PCA), but the models were integrated in the 3–200 keV range and not the usual ranges (e.g., Dunn et al. 2010). A typical cycle goes from Q (black), and crosses LH (orange) up to HH (red); it then transits to the HS (blue), decreases to LS (cyan) until it transits back to LH, before decreasing down to Q. The stars mark the positions of the five canonical spectral states Q, LH, HH, HS and LS defined in Sect. 4.4.

observations of GX 339–4 are overplotted in black dots. It can be seen that most of them correspond to $r_J \sim 10$ –50 while the accretion rate spans $\dot{m}_{\text{in}} \sim 0.01$ to almost 5. Therefore, reproducing the observed radio/X-ray diagram requires variations in mass accretion rate, from $\dot{m}_{\text{in}} < 0.1$ to almost 5 here. However, in order

Table 1. Typical observed properties of the five canonical states (*left*), pairs of parameters (\dot{m}_{in} and r_J , center) and XSPEC fit (*right*) results associated to the five chosen canonical states Q, LH, HH, HS and LS.

Spectral state	Typical observed states				Parameters		Results of fits				
	PLf	X-rays (% L_{Edd})	Γ	Radio (mJy)	\dot{m}_{in} (L_{Edd}/c^2)	r_J (R_g)	PLf	X-rays (% L_{Edd})	Γ	Radio (mJy)	χ^2_{red}
Q	1	<0.1	1.5–2.1	1	0.06	100	1	0.11 ± 0.01	$1.9^{+0.3}_{-0.3}$	2.8	0.96
LH	1	1	1.5–1.6	5	0.4	50	1	0.92 ± 0.05	$1.64^{+0.04}_{-0.04}$	11.5	1.10
HH	1	>10	1.6–1.8	25	2	15	0.98 ± 0.02	13.1 ± 0.1	$1.68^{+0.03}_{-0.02}$	20.2	1.60
HS	<0.3	5	2–3	<0.01	0.75	2	0.13 ± 0.05	4.6 ± 0.1	$2.4^{+0.3}_{-0.7}$	0	0.90
LS	<0.3	1	2–3	<0.01	0.45	2	0.2 ± 0.05	1.40 ± 0.04	$2.5^{+0.3}_{-0.6}$	0	1.04

Notes. Fits are performed using the simple model described in Sect. 3.1, and the definition of the five states is detailed in Sect. 4.4.

to describe the disappearance or reappearance of the steady radio emission, that is, the crossing of the jet line (Fender et al. 2004), one needs to invoke variations in transition radius: a decrease in r_J when the jet is quenched (bottom-right), and an increase when the jet re-appears (top-left). This is very promising, but further investigation on the model need to be done.

4.4. XRB canonical spectral states

In Sect. 4.1, it is shown that hybrid JED-SAD configurations can cover the observed DFLDs by varying \dot{m}_{in} and r_J independently. We focus here on the five typical spectral states that any given XRB needs to cross (or get close to) when making a full cycle, and detail their characteristics in our JED-SAD framework. These five states are shown in Fig. 8 and are named quiescent state (Q), low-luminosity hard state (LH), and low-luminosity soft state (LS), all at the soft-to-hard lower transition branch, and high-luminosity hard state (HH) and high-luminosity soft state (HS), both at the hard-to-soft upper transition branch.

The quiescent state chosen is clearly not the most quiescent state that can be reached by an XRB; it is at the position in the DFLD that all objects need to cross while going up and down. Our choice of the two soft states in the DFLD is somewhat arbitrary as it depends on the chosen level of the hard tail; see Sect. 3.2. Our computed spectra are also shown from 0.5 to 500 keV but remember that the observational PCA and HEXTE data are available only from 3 to 200 keV.

The middle panel of Table 1 shows the values of the parameters \dot{m}_{in} and r_J that better characterize these five canonical states. We have also reported in this table the values (and their associated 3σ errors) of the power-law fraction PLf , X-ray luminosity, and spectral index Γ derived from XSPEC fits, as well as the expected radio flux density at 8.6 GHz, $F_{8.6 \text{ GHz}}$. These fluxes have been computed in mJy using Eq. (10), namely $F_{8.6 \text{ GHz}} = 10^{26} \times P_R / (4\pi D^2 \nu_R)$, with $\nu_R = 8.6 \text{ GHz}$ and $\hat{f}_R = 1 \times 10^{-10}$. Figures 9 and 10 illustrate the thermal state radial distribution (temperature, optical depth) and the theoretical and faked spectra. An accurate representation of the physical structure (size) and temperature (color) of the disk in those five states is shown in Fig. 11.

In the following, we discuss each of the canonical states in more detail.

– *Q state.* The quiescent state has an X-ray luminosity lower than 0.1% Eddington, with a typical power-law spectrum of index $\Gamma \approx 1.5$ –2.1 in the observed 3–200 keV band (Remillard & McClintock 2006). It exhibits faint but steady radio and IR luminosity fluxes (Fender 2001; Corbel et al. 2013), probing weak but detectable jets. It is located at the bottom-right

of the DFLD. In our JED-SAD framework, it is characterized by a very low accretion rate $\dot{m}_{\text{in}} \lesssim 1$ and a relatively high transition radius $r_J \gg r_{\text{in}}$. In the example shown in this section, we choose $\dot{m}_{\text{in}} = 0.06$ and $r_J = 100$. The innermost region of the disk (from $r \approx 30$ down to r_{in}) is optically thin with electron temperature as high as $T_e \approx 10^{10} \text{ K}$ (Fig. 9, left panel). This results in a global spectrum that is the sum of multiple power-law spectra with roughly the same shape $\Gamma \sim 1.6$ –2 and $E_{\text{cut}} \gg 200 \text{ keV}$ (Fig. 10, left panel), in good agreement with the observations. In addition, the power available in the jets is relatively small due to a very low accretion rate (Table 1).

– *LH state.* The low-luminosity hard state is characterized by a power-law-dominated spectrum, with spectral index $\Gamma \approx 1.5$ –1.6, no cutoff detected $E_{\text{cut}} > 200 \text{ keV}$ (Grove et al. 1998; Zdziarski et al. 2004, and references therein) and a typical luminosity $L_{\text{tot}} \approx 1\% L_{\text{Edd}}$. This state is also associated to steady and high radio and IR luminosities suggesting powerful jets. In this article, we choose $\dot{m}_{\text{in}} = 0.4$ and $r_J = 50$. As shown in the top panel of Fig. 9, the temperature of this flow increases quickly from $T_e \approx 10^6 \text{ K}$ in the outer parts of the JED to $T_e \gtrsim 5 \times 10^9 \text{ K}$ in the inner parts for most of the JED extension (from $r = 20$ down to r_{in}). This state does not strongly depend on r_J as long as it is larger than a few tens of r_{in} , as the global spectrum is the sum of similar spectra with $\Gamma \sim 1.2$ –1.8 (Fig. 10, LH-panel). This configuration is also accompanied by more powerful jets, due to a larger accretion rate compared to Q-states, in agreement with stronger observed radio emission.

– *HH state.* The high-luminosity hard state is also characterized by a power-law-dominated spectrum, with a spectral index $\Gamma \approx 1.6$ –1.8, but with a high-energy cutoff generally detected $E_{\text{cut}} \approx 50$ –200 keV (Motta et al. 2009) and luminosities as high as $30\% L_{\text{Edd}}$ (Dunn et al. 2010). Actually, as the luminosity increases, E_{cut} is observed to decrease from $>200 \text{ keV}$ to $\sim 50 \text{ keV}$, while the spectral index slightly changes from $\Gamma = 1.6$ to $\Gamma = 1.8$ before transiting to the soft state (see Fig. 6 in Motta et al. 2009). Those states also show the highest radio and IR fluxes (Coriat et al. 2009), suggesting the most powerful jets of the cycle. In our JED-SAD framework, this state is characterized by a larger accretion rate, $\dot{m}_{\text{in}} > 1$; we choose $\dot{m}_{\text{in}} = 3$. As shown in Paper II, at such a high accretion rate, the hot geometrically thick disk solution switches to a denser and cooler solution, the so-called slim disk. The disk is optically slim $\tau \sim 1$ –10 and rather warm $T_e \sim 10^{8-9} \text{ K}$ (Fig. 9, middle panel). The spectra associated to those slim disk solutions are closer to a very hot multi-temperature disk blackbody emission (Paper II). The combination between electron temperature and optical thickness distribution with radius produces a spectral shape in agreement with observations (i.e., $\Gamma \approx 1.6$ –1.8 and $E_{\text{cut}} \in [50, 200] \text{ keV}$). Once

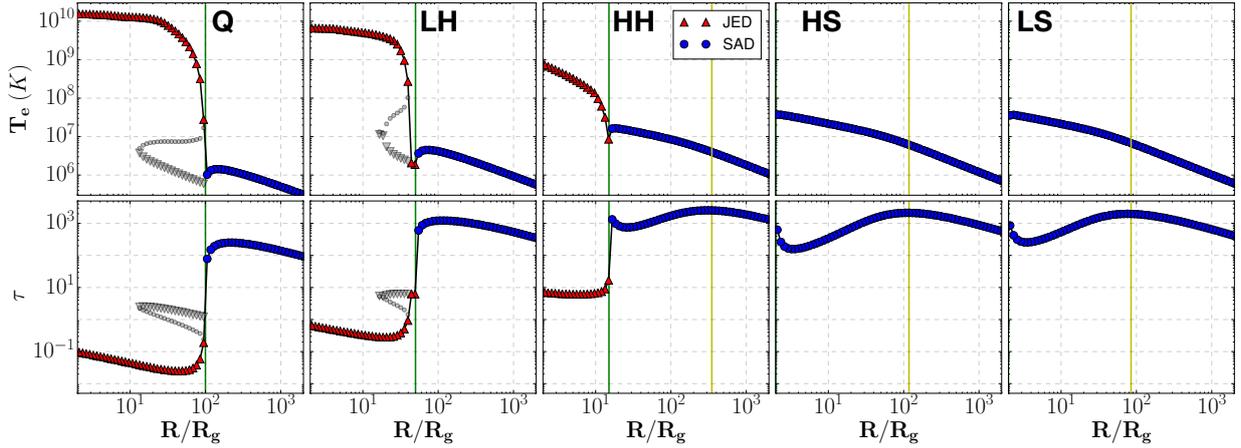


Fig. 9. Computed radial structures of hybrid JED-SAD disk configurations associated to the canonical states defined in Table 1. *From left to right: Q* for quiescent state, *LH* for low-hard, *HH* for high-hard, *HS* for high-soft and *LS* for low-soft. *Top:* electron temperature T_e at the disk mid plane. *Bottom:* Thomson optical depth τ_T . Red triangles show the JED zone, and blue dots describe the SAD zone. The vertical green line marks their separation at the transition radius r_J . The vertical yellow line marks the transition from a gas to radiation pressure supported regime within the SAD. In addition, the other two possible thermal solutions are shown in gray when present, the unstable in circles and the thin disk in triangles; see Paper II.

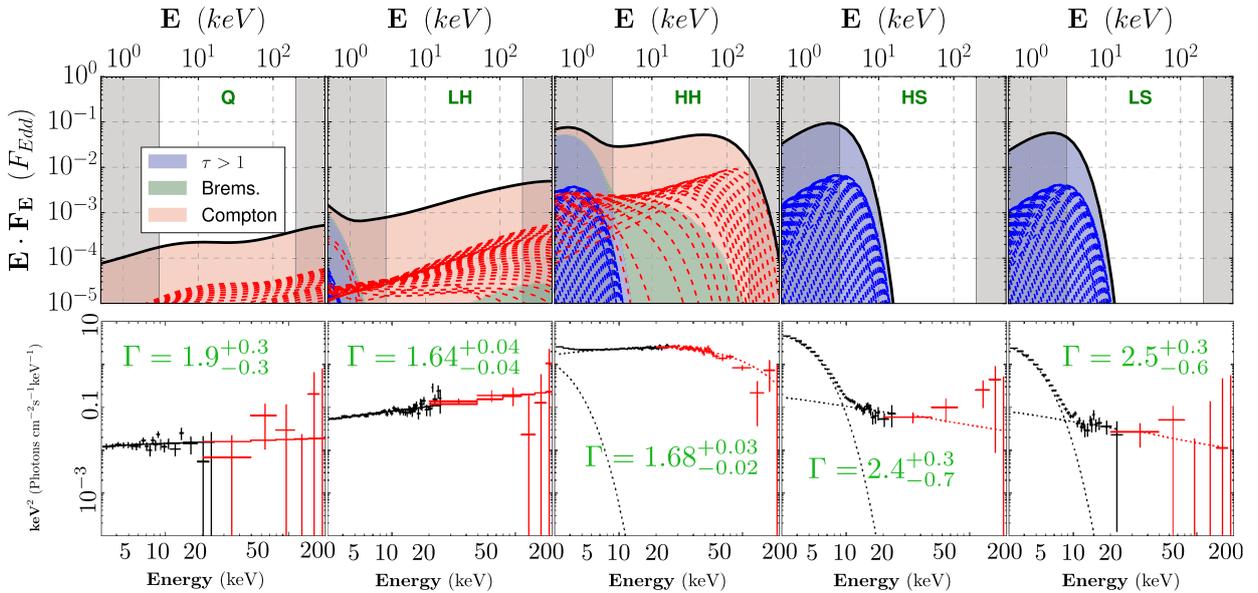


Fig. 10. Theoretical SED (*top*) and XSPEC spectral fits (*bottom*) for the five canonical spectral states computed in Fig. 9. It can be seen that hard state spectra are always dominated by the comptonization of soft photons, mostly due to local Bremsstrahlung and cold photons from the outer SAD. The white area in the theoretical SED corresponds to the observationally relevant 3–200 keV energy band. The value of the spectral index Γ is shown for each state, with its errors.

we choose $\dot{m}_{\text{in}} = 3$, the range of appropriate values for transition radius needed to reproduce the value of Γ is rather narrow; we adopt $r_J = 15$. The large \dot{m}_{in} and r_J result in a large jet power consistent with observations (see Table 1).

– *HS state.* The high-luminosity soft state is defined by a dominant multi-temperature blackbody with maximum effective temperature $T_{\text{in}} \lesssim 1$ keV and total flux $L_{\text{tot}} \sim 5\% L_{\text{Edd}}$. In addition, many of the soft states display a minor component: the hard tail (see Sect. 3.2). These states are also characterized by the absence of steady radio emission, interpreted as the jet disappearance (Fender et al. 1999; Corbel et al. 2000). In our JED-SAD framework, this translates to $r_J = r_{\text{in}}$, that is, our accretion flow is entirely in a SAD mode. In the example shown in Fig. 9, we choose $\dot{m}_{\text{in}} = 0.75$ with a 10% hard tail.

– *LS state.* The spectral shape of the low-luminosity soft state is similar to the HS, with a typical maximum effective disk temperature $T_{\text{in}} \gtrsim 0.6\text{--}0.7$ keV, a $\Gamma \approx 2\text{--}3$ hard tail, and a total luminosity approximately five times lower. We define our canonical LS state with the same level of hard tail. In our JED-SAD framework, this corresponds to lower \dot{m}_{in} but still $r_J = r_{\text{in}}$ (no JED). In the example shown in this section, we choose $\dot{m}_{\text{in}} = 0.45$. The absence of JED means there are no jets, that is, no radio emitted.

5. Concluding remarks

In Paper II, we studied the thermal equilibrium of jet-emitting disks (JED). JEDs are assumed to be thread by a large-scale

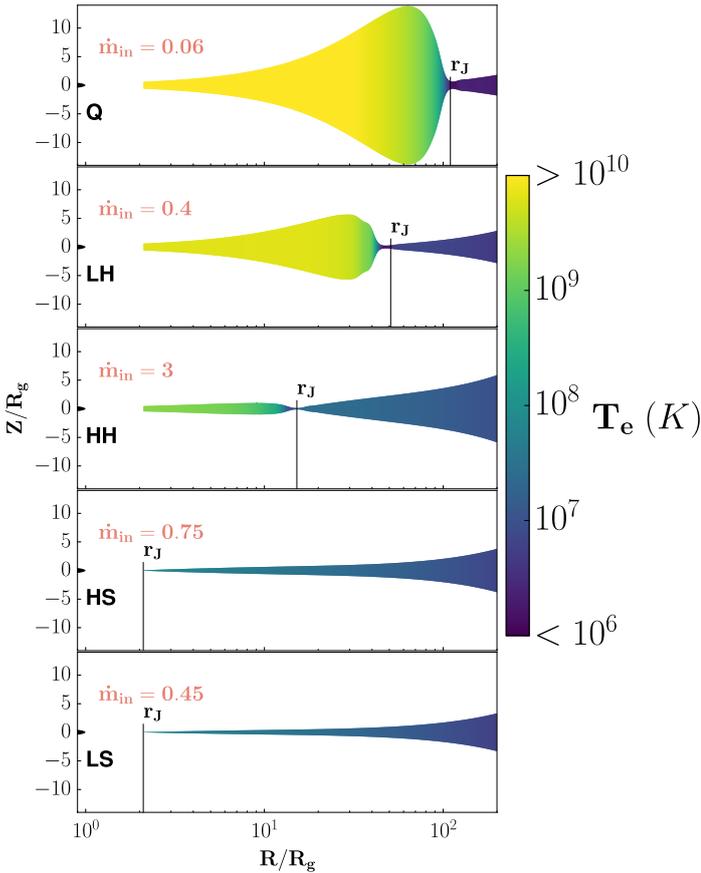


Fig. 11. Computed geometrical shape of the hybrid disk, consistent with the dynamical resolution (Fig. 9) and SED (Fig. 10) for each of the five canonical states. The color background is the central electron temperature. We note that the X-scale is logarithmic and the Y-scale is linear.

vertical magnetic field, building two jets that produce a torque responsible for supersonic accretion.

In this article, we extend the code to compute thermal equilibria of hybrid disk configurations. This configuration assumes an inner JED and an outer SAD, characterized by a highly subsonic accretion speed. The transition between those two flows is assumed to be abrupt ($\Delta R/R \ll 1$) at some transition radius r_J . As argued in Sect. 2.1.3, such a transition requires a discontinuity in the disk magnetization μ that can be obtained if the transition radius r_J is a steep density front. The transition radius r_J would therefore correspond to a density front advancing or receding within the disk during an outburst, as also found in the context of ADAF-SAD transitions (Honma 1996; Manmoto & Kato 2000). Why such a density front would be present is an open question, possibly answered by how matter is initially brought in towards the disk inner regions. In any case, if such a front is indeed produced, it is not clear how it would be maintained over the long duration of the outburst.

Regardless, such a density front is known to be favorable to the Rossby wave instability (Tagger & Pellat 1999; Lovelace et al. 1999; Li et al. 2000; Tagger et al. 2004; Meheut et al. 2010, and references therein), which leads to the formation of non-axisymmetric vortices within the disk. Whether or not the density front is smeared out and destroyed or simply perturbed (leading possibly to quasi-periodic oscillations) remains to be investigated. We refer the interested reader to the discussion on timing properties in Paper I, Sect. 4.

On the other hand, one might argue as well that such a discontinuity in the disk magnetization is unrealistic, and that,

instead, there is a continuous increase in μ towards the disk inner regions (Petrucci et al. 2008). Assuming that such a situation were indeed possible, the transition radius r_J required in our spectral calculations would then be interpreted as the transition from the outer optically thick disk to the inner optically thin disk. Correspondingly, one could argue that the outer low-magnetized disk regions would give rise to winds, whereas jets would be launched from the inner highly magnetized disk regions (JED). The difficulty with this scenario is that it relies on the disk mass loss and the radial distribution of the large-scale vertical magnetic field, both unknown to date. Our simple approach, which assumes a sharp JED-SAD radial transition, can be seen as a first step towards addressing this difficult topic in XRB accretion disks.

The outside-in radial transition in accretion speed translates thermally, from an outer optically thick and cold accretion flow to an inner optically thin and hot flow. The soft photons emitted by the outer disk also provide a nonlocal cooling term which, added to advection of internal energy, allows a smooth thermal transition between these two regions. For a given JED-SAD dynamical solution, the corresponding spectrum depends only on the mass accretion rate onto the black hole \dot{m}_{in} and the transition radius r_J between the two flows. We explore in this article a large range in \dot{m}_{in} and r_J . Using XSPEC, we build synthetic spectra and fit them using a standard observers procedure (Sect. 3.1), allowing us to easily compare the resulting fits to observations.

We show that this framework is able to cover the whole domain explored by typical cycles in a disk fraction luminosity diagram (Fig. 5). Furthermore, five canonical X-ray spectral states representative of a standard outburst are quantitatively reproduced with a reasonable set of parameters (Figs. 9–11 and Table 1). A very interesting and important aspect of this framework is its ability to simultaneously explain both X-ray and radio emissions (Fig. 7 and Table 1). In a forthcoming paper, we will show the required time sequences $\dot{m}_{in}(t)$ and $r_J(t)$ needed to reproduce a full cycle within the JED-SAD paradigm.

Acknowledgements. We are grateful to the anonymous referee for his/her careful reading of the manuscript. The authors acknowledge funding support from French Research National Agency (CHAOS project ANR-12-BS05-0009, <http://www.chaos-project.fr>), Centre National de l'Enseignement Supérieur (CNES) and Programme National des Hautes Energies (PNHE) in France. SC is supported by the SERB National Postdoctoral Fellowship (File No. PDF/2017/000841).

References

- Abramowicz, M. A., Czerny, B., Lasota, J. P., & Szuszkiewicz, E. 1988, *ApJ*, **332**, 646
- Abramowicz, M. A., Igumenshchev, I. V., & Lasota, J.-P. 1998, *MNRAS*, **293**, 443
- Avara, M. J., McKinney, J. C., & Reynolds, C. S. 2016, *MNRAS*, **462**, 636
- Bai, X.-N., & Stone, J. M. 2013, *ApJ*, **769**, 76
- Belmont, R., Malzac, J., & Marcowith, A. 2008, *A&A*, **491**, 617
- Béthune, W., Lesur, G., & Ferreira, J. 2017, *A&A*, **600**, A75
- Blandford, R. D., & Begelman, M. C. 1999, *MNRAS*, **303**, L1
- Blandford, R. D., & Königl, A. 1979, *ApJ*, **232**, 34
- Blandford, R. D., & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, **199**, 883
- Casse, F., & Ferreira, J. 2000a, *A&A*, **353**, 1115
- Casse, F., & Ferreira, J. 2000b, *A&A*, **361**, 1178
- Casse, F., & Keppens, R. 2004, *ApJ*, **601**, 90
- Chakravorty, S., Petrucci, P. O., Ferreira, J., et al. 2016, *A&A*, **589**, A119
- Clavel, M., Rodriguez, J., Corbel, S., & Coriat, M. 2016, *Astron. Nachr.*, **337**, 435
- Corbel, S., & Fender, R. P. 2002, *ApJ*, **573**, L35
- Corbel, S., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., et al. 2000, *A&A*, **359**, 251
- Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Tzioumis, A. K., & Tingay, S. 2004, *ApJ*, **617**, 1272
- Corbel, S., Coriat, M., Brocksopp, C., et al. 2013, *MNRAS*, **428**, 2500

- Coriat, M., Corbel, S., Buxton, M. M., et al. 2009, *MNRAS*, **400**, 123
- Coriat, M., Corbel, S., Prat, L., et al. 2011, *MNRAS*, **414**, 677
- Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, **28**, 215
- Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, *A&ARv*, **15**, 1
- Dunn, R. J. H., Fender, R. P., Körding, E. G., Belloni, T., & Cabanac, C. 2010, *MNRAS*, **403**, 61
- Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R. 1997, *ApJ*, **489**, 865
- Fender, R. P. 2001, *MNRAS*, **322**, 31
- Fender, R., Corbel, S., Tzioumis, T., et al. 1999, *ApJ*, **519**, L165
- Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, *MNRAS*, **355**, 1105
- Fender, R. P., Homan, J., & Belloni, T. M. 2009, *MNRAS*, **396**, 1370
- Ferreira, J. 1997, *A&A*, **319**, 340
- Ferreira, J., & Pelletier, G. 1993, *A&A*, **276**, 625
- Ferreira, J., & Pelletier, G. 1995, *A&A*, **295**, 807
- Ferreira, J., Petrucci, P. O., Henri, G., Sauge, L., & Pelletier, G. 2006, *A&A*, **447**, 813
- Frank, J., King, A., & Raine, D. 1992, *Accretion power in Astrophysics* (Camb. Astrophys. Ser.), **21**
- Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition* (Cambridge, UK: Cambridge University Press)
- Galeev, A. A., Rosner, R., & Vaiana, G. S. 1979, *ApJ*, **229**, 318
- Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Poutanen, J., et al. 1999, *MNRAS*, **309**, 496
- Grove, J. E., Johnson, W. N., Kroeger, R. A., et al. 1998, *ApJ*, **500**, 899
- Hawley, J. F., & Balbus, S. A. 2002, *ApJ*, **573**, 738
- Heida, M., Jonker, P. G., Torres, M. A. P., & Chiavassa, A. 2017, *ApJ*, **846**, 132
- Heinz, S., & Sunyaev, R. A. 2003, *MNRAS*, **343**, L59
- Heyvaerts, J., & Norman, C. 1989, *ApJ*, **347**, 1055
- Honma, F. 1996, *PASJ*, **48**, 77
- Ibragimov, A., Poutanen, J., Gilfanov, M., Zdziarski, A. A., & Shrader, C. R. 2005, *MNRAS*, **362**, 1435
- Ichimaru, S. 1977, *ApJ*, **214**, 840
- King, A. R., Pringle, J. E., West, R. G., & Livio, M. 2004, *MNRAS*, **348**, 111
- Körding, E. G., Jester, S., & Fender, R. 2006, *MNRAS*, **372**, 1366
- Lasota, J.-P. 2001, *New Astron. Rev.*, **45**, 449
- Lesur, G., Ferreira, J., & Ogilvie, G. I. 2013, *A&A*, **550**, A61
- Li, H., Finn, J. M., Lovelace, R. V. E., & Colgate, S. A. 2000, *ApJ*, **533**, 1023
- Liu, B. F., Meyer, F., & Meyer-Hofmeister, E. 2005, *A&A*, **442**, 555
- Lovelace, R. V. E., Li, H., Colgate, S. A., & Nelson, A. F. 1999, *ApJ*, **513**, 805
- Manmoto, T., & Kato, S. 2000, *ApJ*, **538**, 295
- Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P.-O., et al. 2018, *A&A*, **615**, A57
- Mayer, M., & Pringle, J. E. 2007, *MNRAS*, **376**, 435
- McConnell, M. L., Zdziarski, A. A., Bennett, K., et al. 2002, *ApJ*, **572**, 984
- Meheut, H., Casse, F., Varniere, P., & Tagger, M. 2010, *A&A*, **516**, A31
- Meyer, F., & Meyer-Hofmeister, E. 1994, *A&A*, **288**, 175
- Meyer, F., Liu, B. F., & Meyer-Hofmeister, E. 2000, *A&A*, **361**, 175
- Meyer-Hofmeister, E., Liu, B. F., & Meyer, F. 2005, *A&A*, **432**, 181
- Miller, J. M., Fabian, A. C., Reynolds, C. S., et al. 2004, *ApJ*, **606**, L131
- Miniutti, G., Fabian, A. C., Goyder, R., & Lasenby, A. N. 2003, *MNRAS*, **344**, L22
- Motta, S., Belloni, T., & Homan, J. 2009, *MNRAS*, **400**, 1603
- Muñoz-Darias, T., Casares, J., & Martínez-Pais, I. G. 2008, *MNRAS*, **385**, 2205
- Narayan, R., & Yi, I. 1994, *ApJ*, **428**, L13
- Parker, M. L., Tomsick, J. A., Kennea, J. A., et al. 2016, *ApJ*, **821**, L6
- Penna, R. F., Sądowski, A., Kulkarni, A. K., & Narayan, R. 2013, *MNRAS*, **428**, 2255
- Petrucci, P.-O., Ferreira, J., Henri, G., & Pelletier, G. 2008, *MNRAS*, **385**, L88
- Petrucci, P. O., Ferreira, J., Henri, G., Malzac, J., & Foellmi, C. 2010, *A&A*, **522**, A38
- Ponti, G., Fender, R. P., Begelman, M. C., et al. 2012, *MNRAS*, **422**, L11
- Poutanen, J., Veledina, A., & Zdziarski, A. A. 2018, *A&A*, **614**, A79
- Proga, D., Stone, J. M., & Kallman, T. R. 2000, *ApJ*, **543**, 686
- Rees, M. J., Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Phinney, E. S. 1982, *Nature*, **295**, 17
- Remillard, R. A., & McClintock, J. E. 2006, *ARA&A*, **44**, 49
- Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics* (New York: Wiley-Interscience)
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 2009, *A&A*, **500**, 33
- Suzuki, T. K., & Inutsuka, S.-i. 2014, *ApJ*, **784**, 121
- Tagger, M., & Pellat, R. 1999, *A&A*, **349**, 1003
- Tagger, M., Varnière, P., Rodriguez, J., & Pellat, R. 2004, *ApJ*, **607**, 410
- Tetarenko, B. E., Sivakoff, G. R., Heinke, C. O., & Gladstone, J. C. 2016, *ApJS*, **222**, 15
- Yuan, F. 2001, *MNRAS*, **324**, 119
- Yuan, F. & Narayan, R. 2014, *ARA&A*, **52**, 529
- Yuan, F., Bu, D., & Wu, M. 2012, *ApJ*, **761**, 130
- Yuan, F., Gan, Z., Narayan, R., et al. 2015, *ApJ*, **804**, 101
- Zdziarski, A. A., Lubiński, P., & Smith, D. A. 1999, *MNRAS*, **303**, L11
- Zdziarski, A. A., Gierliński, M., Mikołajewska, J., et al. 2004, *MNRAS*, **351**, 791
- Zhu, Z., & Stone, J. M. 2018, *ApJ*, **857**, 34

Appendix A: Jet radio emission

We follow here the same reasoning as [Blandford & Königl \(1979\)](#) and [Heinz & Sunyaev \(2003\)](#). Jets emit synchrotron radiation from a nonthermal power-law distribution satisfying $\frac{dn_e}{dy} = C\gamma^{-p}$, where γ is the particle Lorentz factor, p is the power-law index and C the normalization factor. This factor is related to the pressure of the relativistic particles and is usually assumed to follow the magnetic field pressure so that $C = C_o B^2$ where C_o is a constant. The synchrotron self-absorption coefficient α_ν and emissivity j_ν for a nonthermal particle distribution are ([Rybicki & Lightman 1979](#))

$$\begin{aligned} \alpha_\nu &= A_p C B^{\frac{p+2}{2}} \nu^{-\frac{p+4}{2}} \\ j_\nu &= J_p C B^{\frac{p+1}{2}} \nu^{-\frac{p-1}{2}}, \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

where A_p and J_p are proportionality constants and weakly dependent on p . At a given distance Z from the source, the jet has a radius $R_{\text{jet}}(Z)$ and a finite width $\Delta R_{\text{jet}}(Z)$. This allows to compute the synchrotron optical depth to self-absorption $\tau_\nu = \Delta R_{\text{jet}} \alpha_\nu$. The local emitted spectrum is $I_\nu = S_\nu (1 - e^{-\tau_\nu})$ with a source function $S_\nu = j_\nu / \alpha_\nu$. At high frequencies in the optically thin regime, the spectrum $I_\nu \simeq \Delta R_{\text{jet}} j_\nu \propto \nu^{-\frac{p-1}{2}}$ decreases with the frequency, whereas at low frequencies, in the optically thick regime, $I_\nu \simeq S_\nu \propto \nu^{5/2}$. At any given altitude, the self-absorbed spectrum is therefore peaked at a frequency ν_c defining the jet photosphere. It is such that $\tau_{\nu_c} = 1$, namely

$$\nu_c = \left(A_p C_o \right)^{\frac{2}{p+4}} \Delta R_{\text{jet}}^{\frac{2}{p+4}} B^{\frac{p+6}{p+4}}, \quad (\text{A.2})$$

and the jet surface brightness becomes

$$I_{\nu_c} = J_p A_p^{-\frac{p-1}{p+4}} C_o^{\frac{5}{p+4}} \Delta R_{\text{jet}}^{\frac{5}{p+4}} B^{\frac{2p+13}{p+4}}.$$

The monochromatic flux received at a frequency ν_c from a one-sided jet of width $2R_{\text{jet}}$, viewed side-on at a distance D is

$$F_{\nu_c} = \int I_{\nu_c} d\Omega = \frac{2}{D^2} \int_{R_g}^{\infty} dZ R_{\text{jet}} I_{\nu_c} = F_o \int_1^{\infty} dz r_{\text{jet}} \Delta r_{\text{jet}}^{\frac{5}{p+4}} b^{\frac{2p+13}{p+4}}, \quad (\text{A.3})$$

where the distances have been normalized to the gravitational radius ($z = Z/R_g$, $r = R/R_g$), $b = B/B_{\text{in}}$ where B_{in} is a fiducial magnetic field and

$$F_o = \frac{2}{D^2} J_p A_p^{-\frac{p-1}{p+4}} C_o^{\frac{5}{p+4}} R_g^{\frac{2p+13}{p+4}} B_{\text{in}}^{\frac{2p+13}{p+4}} \quad (\text{A.4})$$

The amplitude of the fiducial magnetic field B_{in} depends on the underlying jet model. In our case, we assume that it is the innermost (the largest) magnetic field within the JED, namely

$$B_{\text{in}} = B_z(r_{\text{in}}) = \sqrt{\mu_o P_*} \left(\frac{\mu}{m_s} \right)^{1/2} \dot{m}_{\text{in}}^{1/2} r_{\text{in}}^{-5/4} \quad (\text{A.5})$$

where μ_o is the vacuum permittivity and $P_* = m_p c^2 / \sigma_T R_g$ with m_p the proton mass, c the speed of light and σ_T the Thomson cross section.

At any given altitude z , the jet width Δr_{jet} is proportional to the radial extent of the jet-emitting region. Within a self-similar ansatz, namely using the self-similar variable $x = z/r$, one would simply write $\Delta r_{\text{jet}} = (r_J - r_{\text{in}}) f_r(x)$, where $f_r(x) = R(Z)/R_o$ is the self-similar function providing the cylindrical radius $R(Z)$ of a field line anchored at a radius R_o within the disk. Following the

same idea, the function b would be only a function of the self-similar variable x and $r_{\text{jet}} = r_J f_r(x)$. Equation (A.3) can then be written

$$F_{\nu_c} = F_o (r_J - r_{\text{in}})^{\frac{5}{p+4}} r_J r_{\text{in}} \int_{1/r_{\text{in}}}^{\infty} dx (f_r b)^{\frac{2p+13}{p+4}} \quad (\text{A.6})$$

where we used $dz = r_{\text{in}} f_r(x) dx$. The integral only depends on the jet dynamics and therefore, for a given frequency, the received flux scales as

$$F_{\nu_c} \propto r_{\text{in}}^{-\frac{6p+49}{4p+16}} \left(\frac{\mu m \dot{m}_{\text{in}}}{m_s} \right)^{\frac{2p+13}{2p+8}} r_J^{\frac{p+9}{p+4}} \left(1 - \frac{r_{\text{in}}}{r_J} \right)^{\frac{5}{p+4}} \quad (\text{A.7})$$

allowing to compute the monochromatic power $L_\nu = 4\pi D^2 F_\nu$ emitted by an XRB at a distance D . For a JED with $\mu/m_s \sim 1$, this leads to Eq. (9) with $p=2$ and all proportionality constants incorporated in the dimensionless coefficient f_R . Note that this result has been obtained using an exact self-similar ansatz but it would remain valid as long as jets from black hole systems obey a more general similarity law (see discussion in [Heinz & Sunyaev 2003](#)).

This simple model also allows to derive the jet spectrum in the optically thick regime under quite generic assumptions. Equation (A.2) shows that for a given frequency ν_c , there will be a distance Z_c associated. Parts of the jet below and above Z_c will provide a negligible contribution to the overall spectrum at that frequency. As the jet width varies according to $\Delta R_{\text{jet}}(Z) \propto R_{\text{jet}}(Z)$ and assuming $B \propto R_{\text{jet}}^{-\delta}$ as well as $R_{\text{jet}} \propto Z^{1/\omega}$, after some algebra, one obtains $F_{\nu_c} \propto \nu_c^{\alpha_p}$ where the power-law index is

$$\alpha_p = \frac{(2p+13)\delta - (p+4)\omega - (p+9)}{(p+6)\delta - 2}. \quad (\text{A.8})$$

Although one should not pay too much attention to this simple expression, it allows nevertheless to grasp interesting relations between the jet spectrum and the underlying physics.

The index ω describes the degree of collimation of the jet. Collimated flows require ω to be larger than unity (cone), a value of 2 (parabole) or slightly larger being acceptable. The index δ is more complex as it depends on the dominant magnetic field in the jet region. If $B \sim B_z \gg B_\phi$, then a value $\delta=2$ would correspond to magnetic flux conservation in a jet with almost no toroidal magnetic field (hence no electric current). If, on the contrary, $B \sim B_\phi \gg B_z$, then a value $\delta=1$ is more likely as it describes the existence of a constant asymptotic current (hence collimation). We therefore expect $1 \leq \delta \leq 2$. Now, Eq. (A.8) shows that for any $\omega < \omega_o = ((2p+13)\delta - (p+9))/(p+4)$, one obtains $\alpha_p > 0$. This shows that the less collimated the jet, the steeper the spectrum.

For the conventional value $p=2$, $\omega_o = (17\delta - 11)/6$ and is always larger than unity for $\delta > 1$. Flat spectrum sources with $\alpha_2 = 0$ could then be described by a jet structure such that $\delta = (11 + 6\omega)/17$. This could be realized for instance with $\omega = 1$ and $\delta = 1$. However the presence of an asymptotic current is inconsistent with a conical jet shape ([Heyvaerts & Norman 1989](#)), meaning that it can be ruled out. The other extreme possibility, with $B \sim B_z$ or $\delta=2$, leads to $\omega = 23/6 = 3.83$, a highly collimated flow which usually requires the presence of an important axial current (therefore some B_ϕ). A more reasonable jet profile, such as $\omega = 2$ (paraboloidal jet), requires $\delta = 23/17 = 1.35$, a profile expected in a helical jet structure. This is perfectly reasonable and advocates self-confined magnetized jets as the source of the observed flat spectra in radio bands.

The monochromatic jet power is $L_\nu = 4\pi D^2 F_\nu \propto \nu^{\alpha_p}$. If one considers that the jet power-law spectrum is established within a range $[\nu_{\min}, \nu_{\max}]$, then the total bolometric jet power is

$$L_{\text{bol}} = \nu_{\max} L_{\nu_{\max}} \frac{1 - \left(\frac{\nu_{\min}}{\nu_{\max}}\right)^{1+\alpha_p}}{1 + \alpha_p}.$$

For a flat spectrum source ($\alpha_p \simeq 0$), the radiative losses are dominated by the highest frequency $\nu_{\max} \gg \nu_{\min}$. This translates into the convenient expression $L_{\text{bol}} \simeq \nu_{\max} L_{\nu_{\max}} = \nu_R L_R (\nu_{\max}/\nu_R)^{1+\alpha_p}$, where L_R is the monochromatic power emitted at the radio frequency ν_R . The maximum frequency is observationally

determined as the break frequency ν_B . Making use of Eq. (9) allows us to derive the radiative efficiency for a (one-sided) jet

$$f_{\text{rad}} = \frac{L_{\text{bol}}}{P_{\text{jet}}} = \frac{4}{b} f_R \left(\frac{\nu_B}{\nu_R}\right)^{1+\alpha_p} (m\dot{m}_{\text{in}})^{\frac{5}{2p+8}} r_{\text{in}}^{-\frac{2p+33}{4p+16}} r_J^{\frac{p+9}{p+4}} \frac{\left(1 - \frac{r_{\text{in}}}{r_J}\right)^{\frac{5}{p+4}}}{1 - \left(\frac{r_J}{r_{\text{in}}}\right)^{\xi-1}},$$

which must always be (much) smaller than unity. This indeed appears to be the case if one uses the value $f_R \sim 3.4 \times 10^{-9}$ (or $\tilde{f}_R \sim 1 \times 10^{-10}$) derived in Sect. 4 and taking $\nu_B \sim 10^{14}$ Hz, $\nu_R \sim 10^{10}$ Hz with $\alpha_2 = 0$.

B

PUBLICATIONS EN COURS

A UNIFIED ACCRETION-EJECTION PARADIGM FOR BLACK HOLE
X-RAY BINARIES. IV, REPLICATION OF THE 2010–2011 ACTIVITY
CYCLE OF GX339-4

A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries

IV. Replication of the 2010–2011 activity cycle of GX 339-4

G. Marcel¹, J. Ferreira¹, M. Clavel¹, P-O. Petrucci¹, R. Belmont^{2,3}, S. Corbel⁴, M. Coriat^{2,3}, G. Henri¹, J. Malzac^{2,3},
and J. Rodriguez⁴

¹ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000 Grenoble, France

e-mail: gregoire.marcel@univ-grenoble-alpes.fr or gregoiremarcel26@gmail.com

² Universite de Toulouse; UPS-OMP; IRAP; Toulouse, France

³ CNRS; IRAP; 9 Av. colonel Roche, BP 44346, F-31028 Toulouse cedex 4, France

⁴ AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

Received month dd, yyyy; accepted month dd, yyyy

ABSTRACT

Context. The origin of the cycles undergone by X-ray binaries (XrB) remains a mystery. We proposed a framework where the innermost regions of the accretion disk evolve as a response of variations imposed at the outer regions. These variations lead not only to modifications of the disk accretion rate \dot{m}_in but also to the evolution of the transition radius r_J between two disk regions. The innermost region is a jet-emitting disk (JED) where all the disk angular momentum is carried away vertically by two self-confined jets, whereas the outer one is a standard accretion disk (SAD). In the previous papers of this series, it has been shown that such a JED–SAD disk configuration could reproduce the typical spectral (radio and X-rays) properties of five canonical XrB states.

Aims. The aim of this paper is now to replicate all X-ray spectra and radio emission observed during its 2010–2011 outburst of the archetypal object GX 339-4.

Methods. We use the two–temperature plasma code presented in papers II and III and design an automatic fitting procedure that gives, for any given date, the required disk parameters (\dot{m}_in, r_J) that best fit the observed X-ray spectrum. We use X-ray data in the 3–40 keV (RXTE/PCA) spread over 438 days of the outburst, together with 35 radio observations at 8.6 GHz (ATCA) dispersed within the same cycle.

Results. We obtain the time distributions of $\dot{m}_in(t)$ and $r_J(t)$ that uniquely reproduce the X-ray luminosity and the spectral shape of the whole cycle. Using the classical self-absorbed jet synchrotron emission model, the JED–SAD configuration reproduces also very satisfactorily the radio properties, in particular the switch-off and on events and the radio–X-ray correlation. This is, to our knowledge, the first time that an outburst cycle is reproduced with such a high level of details.

Conclusions. Within the JED–SAD framework, radio and X-rays are so intimately linked that radio emission can be used to constrain the underlying disk configuration, in particular during faint hard states. If this result is confirmed using other outbursts from GX 339-4 or other X-ray binaries, then radio could be indeed used as another mean to indirectly probe disk physics.

Key words. black hole physics – accretion, accretion discs – magnetohydrodynamics (MHD) – ISM: jets and outflows – X-rays: binaries

1. Introduction

The time and spectral behaviors of X-ray binaries are an outstanding challenge for the comprehension of the accretion-ejection phenomena. These binary systems can remain in quiescence for years before suddenly go into outburst for several months. During a typical outburst cycle, the mass accretion rate onto the central compact object undergoes a sudden rise, leading to an increase in X-ray luminosity by several orders of magnitude, before decaying back to its initial value.

The spectrum is also seen to vary significantly during these events. While it is initially dominated by an hard power-law component above 10 keV (defined as the hard state), it transits to a soft black-body component of a few keV (soft state). There is therefore a striking hysteresis behavior. While rising phases are always done within the hard state, objects transit to a soft state before undergoing the decaying phase, until eventually going back to the initial hard state. This provides the archetypal ‘q’ shaped curve of X-ray binaries in the so-called hardness-

intensity diagram, for which no satisfactory explanation has been provided yet (Remillard & McClintock 2006). For recent reviews and surveys, we refer the reader to, e.g., Dunn et al. (2010) or Tetarenko et al. (2016).

In addition to these accretion cycles, X-ray binaries also display correlated ejection cycles (Corbel et al. 2003; Gallo et al. 2003), a puzzling fact already noted in early studies (see, e.g., Hjellming & Wade 1971; Tananbaum et al. 1972; Bradt et al. 1975). Indeed, persistent self-collimated jets, as probed by a flat-spectrum radio emission (Blandford & Königl 1979; Mirabel et al. 1992), are detected during hard states whereas no radio emission is seen during soft states, defining thereby a “jetline” where jets are switched-off (Fender et al. 2009). Nowadays, it is widely accepted that spectral changes are due to modifications of the inner accretion flow structure (see, e.g., Done et al. 2007, and references therein), and that detection/non-detection of radio emission results from the launching/quenching of jets (Corbel et al. 2004, Fender et al. 2004, see however Drappeau et al. 2017 for an alternative view).

A general scenario was first proposed by Lasota et al. (1996); Esin et al. (1997), based on the interplay between an outer standard accretion disk (SAD hereafter, Shakura & Sunyaev 1973) and an inner advection-dominated flow (Ichimaru 1977; Rees et al. 1982; Narayan & Yi 1994). While the presence of a SAD in the outer disk regions is globally accepted (Done et al. 2007), the existence of an inner advection-dominated flow remains highly debated for X-ray binaries (for a review, see Yuan & Narayan 2014). Moreover, this scenario does not address the jet formation and quenching, leaving an important observational diagnostic unexplained.

A framework addressing the full accretion-ejection phenomena has been proposed and progressively elaborated in a series of papers. Ferreira et al. (2006), hereafter paper I, proposed that the inner disk regions would be threaded by a large-scale vertical magnetic field. Such a B_z field is assumed to build up mostly from accumulation from the outer disk regions. As a consequence, its radial distribution and time evolution are expected to vary according to the (yet unknown) interplay between advection by the accreting plasma and the turbulent disk diffusion. The local field strength is then measured at the disk mid-plane by the magnetization $\mu(r) = B_z^2/P$, where P is the total (gas plus radiation) pressure. The main working assumption of this framework is that the magnetization increases inwardly so that it reaches a value allowing a jet-emitting disk (hereafter JED) to establish.

The properties of JEDs have been extensively studied, mostly analytically (Ferreira & Pelletier 1993, 1995; Ferreira 1997; Casse & Ferreira 2000) but also numerically (Casse & Keppens 2002; Zanni et al. 2007; Murphy et al. 2010; Tzeferacos et al. 2013). In these solutions, all the disk angular momentum and a sizable fraction of the released accretion power are carried away by two magnetically-driven jets (Blandford & Payne 1982). These jets produce an important torque on the underlying disk, allowing accretion to proceed up to supersonic speeds. This characteristic and quite remarkable property stems from the fact that JEDs require near equipartition B_z field, namely μ lying roughly between 0.1 and 0.8. As a consequence, a JED becomes much less dense than a SAD fed with the same mass accretion rate.

Marcel et al. (2018b), hereafter paper II, developed a two-temperature plasma code that computes the local disk thermal equilibria, taking into account the advection of energy in an iterative way. The code addresses optically thin/thick transitions, both radiation and gas supported regimes and computes in a consistent way the emitted spectrum from a steady-state disk. The optically thin emission is obtained using the BELM code (Belmont et al. 2008; Belmont 2009), which provides accurate spectra for bremsstrahlung and synchrotron emission processes, as well as for their local Comptonization. It turns out that JEDs, because of their low density even at high accretion rates, naturally account for luminous hard states with $L > 30\%L_{Edd}$, a level hardly achieved in any other accretion mode (Yuan & Narayan 2014).

However, a disk configuration under the sole JED accretion mode cannot explain cycles such as those exhibited by GX 339-4. Not only the system needs to emit a spectrum soft enough when transiting to the soft state, but jets need also to be fully quenched. To do so, one has to assume the existence of a transition at some radius r_J , from an inner JED to an outer SAD, as proposed in paper I. This results in a hybrid disk configuration which raises several additional difficulties in the treatment of the energy equation. One of them is the non local cooling of the inner (usually hot) JED by soft photons emitted by the external SAD, as well as the advection of colder material into the JED. Both effects have been dealt with in Marcel et al. (2018a)

(hereafter paper III). They explored the full parameter space in disk accretion rate and transition radius, and showed that the whole domain in X-ray luminosities and hardness ratios covered by standard XrB cycles is well reproduced by such hybrid disk configurations. Along with these X-ray signatures, JED-SAD configurations also naturally account for the radio emission whenever it is observed. Moreover, five canonical spectral states typically observed along a cycle were successfully reproduced.

In this paper, we make the next step and show that a smooth evolution of both the disk accretion rate $\dot{m}_{in}(t)$ and transition radius $r_J(t)$ can simultaneously reproduce the X-ray spectral states and the radio emission of a typical XrB, GX 339-4, during one of its outbursts. In section 2, we present the observational data used in this article, both in X-rays and radio wavelengths. Then, in section 3, we present the fitting procedure implemented to derive the best pair of parameters (r_J, \dot{m}_{in}) allowing to reproduce the X-ray (3–40 keV) spectral shape evolution. Although we focused only on X-rays, the model predicts a radio light curve that is qualitatively consistent with what is observed. It turns out that the phases within the cycle with the largest discrepancies are also those where the constraints imposed by X-rays are the loosest. We thus included the radio (8.6 GHz) constraints within the fitting procedure, leading to a very satisfactory quantitative replication of both the X-ray and radio emission along the whole cycle (Sect. 4). Section 5 concludes by summarizing our results.

2. Spectral and radio evolution of GX 339-4

2.1. Data selection and source properties

In order to test the capability of our theoretical model to reproduce the outbursts of X-ray binaries, we needed a large number of observations tracing the spectral evolution of an X-ray binary through a given outburst. Among all X-ray observations available, we therefore selected the *RXTE* archival data, which currently provide the best coherent coverage of such outbursts. In the past century, GX 339-4 was one of the first X-ray sources discovered. Since then, GX 339-4 has been widely studied and has shown to be one of the most productive X-ray binary, undergoing an outburst once every two years on average (see Tetarenko et al. 2016, Table 14 for a complete review). For this historic reason and the huge amount of data available, we will focus our study on this notorious object. The 2010–2011 outburst of GX 339-4 was then chosen because it is the one having the best simultaneous radio coverage.

Among the parameters of GX 339-4, the distance to the source seems to be the best constrained. Different studies have estimated with accurate precision that $d \approx 8 \pm 1$ kpc (Hynes et al. 2004; Zdziarski et al. 2004; Parker et al. 2016). The spin of the central black hole of GX 339-4 has also been constrained using different spectral features, and the most recent studies seem to all agree with values such as $a \approx 0.93$ – 0.95 (Reis et al. 2008; Miller et al. 2008; Ludlam et al. 2015; García et al. 2015). The spin of the black hole is not a direct parameter within our model, but the inner radius of the disk is. We assume that the disk extends down to the inner-most stable circular orbit (ISCO) of the black hole. Thus, in agreement with the estimation of the spin, we chose $r_{in} = R_{in}/R_g = 2$, i.e. $a = 0.94$, where $R_g = GM/c^2$ is the gravitational radius, G the gravitational constant, c the speed of light and M the black hole mass. An important parameter of our model is obviously the black hole mass $m = M/M_{sun}$, where M_{sun} is the mass of the Sun. Multiple studies have been performed to constrain m and have led to different estimations (e.g., Hynes et al. 2003; Muñoz-Darias et al. 2008; Parker et al. 2016;

Heida et al. 2017). For simplification, and since there is no consensus about GX 339-4 mass, we chose it to be a rather central value, the same as the former mass function $m = 5.8$. In any case, the self-similar modelling implies that our results are insensitive to the uncertainties on black hole mass. The inclination of the system is neglected for now (see papers II and III).

In this work, cylindrical distances R will be expressed with respect to the gravitational radius $r = R/R_g$, the mass with respect to the solar mass $m = M/M_{sun}$, luminosities will be normalized to the Eddington luminosity L_{Edd} and the disk accretion rate with $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd} = \dot{M}c^2/L_{Edd}$. In practice, we use only the accretion rate at the innermost disk radius $\dot{m}_{in} = \dot{m}(r_{in})$. Note that this definition of \dot{m} does not take into account the accretion efficiency.

2.2. X-ray observations and spectral analysis

The spectral analysis of the X-ray observations was restricted to the 3–40 keV energy range covered by *RXTE*/PCA (for more details on data reduction and spectral analysis, see Clavel et al. 2016). The best fits obtained included an absorbed power-law (hard X-rays) plus a disk (soft X-rays), providing the power-law photon index Γ and luminosity L_{pl} as well as the overall luminosity $L_{3-200} = L_{pl} + L_{disk}$. Note that observed luminosities, L_{3-200} , L_{pl} and L_{disk} are computed in the 3–200 keV range using the power-law and disk parameters fitted between 3–40 keV and extrapolated up to 200 keV.

These spectral fits allowed to derive several important observational quantities for each *RXTE* observation and to follow their evolution along the 2010–2011 outburst. In Fig 1, we display the disk fraction luminosity diagram (DFLD) of GX 339-4 in the 3–200 keV range, as observed from January 12, 2010 to April 5, 2011, i.e. from MJD 55208 to MJD 55656. GX 339-4 follows the usual q-shaped hysteresis cycle, crossing all¹ five canonical states of X-ray binaries, as defined in paper III: quiescent, low-hard, high-hard, high-soft and low-soft (hereafter Q, LH, HH, HS and LS, respectively). In paper III, we demonstrated that our model was able to replicate the generic properties observed in these five states. The jet-line (Fender et al. 2004) overlaid to the DFLD indicates the separation between states associated with a steady² radio emission (right) and those with flares or undetectable radio emission (left), see also Fig. 2. From now on, days are expressed in reference to MJD 55208 \equiv day 0.

In a pioneering work, Markert et al. (1973a) and Markert et al. (1973b) discovered that GX 339-4 had undergone three different spectral states between 1971 and 1973. They named these states upon their 1–6 keV fluxes: *high-state*, *low-state* and *off-state*. They had just discovered the ancestors of the *soft*, *hard* and *quiescent* states respectively. In their influential paper Remillard & McClintock (2006) defined another spectral state localized between the low/hard and the high/soft states: the steep power-law state. They also renamed the high/soft state into thermal state, leading to 3 stable states (hard, steep power-law, thermal). Within this new nomenclature, an object spends most of its life in the quiescent state, before rising in the hard state. Then, it transits from the hard to the steep power-law state in the hard-to-soft transition (upper horizontal branch in the DFLD), and the other way around in the soft-to-hard transition (lower branch).

¹ The 2010–2011 outburst, *RXTE* monitoring started when GX 339-4 was already in the low-hard (LH) state, which explains the lack of observations during the transition from quiescence (Q) to LH.

² Steady emission related to the interstellar medium is not considered here.

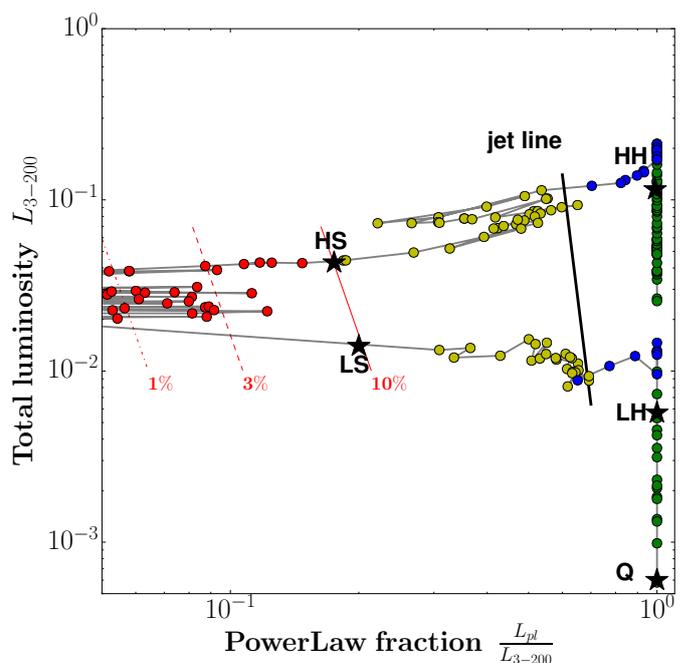


Fig. 1: Evolution of GX 339-4 during its 2010–2011 outburst in a 3–200 keV DFLD, showing the total L_{3-200} X-ray luminosity (in Eddington units) as function of the power-law fraction. Hard states are displayed in green, intermediate states in blue, steep power-law states in yellow and thermal states in red (see text). The five canonical states (Q, LH, HH, HS, LS) defined in paper III are highlighted by the black stars and the observed jet-line is illustrated as a black line. Hard tail levels of 1, 3 and 10% are shown as red dotted, dashed and solid lines, respectively (see text).

Whenever the object is not in one of the 3 stable states defined by Remillard & McClintock (2006), it will be classified as an intermediate state. We think however that the transition between pure hard states (presence of jets, power-law dominated) and steep power-law states (no apparent jet, disk dominated) should be better highlighted. We therefore use *intermediate* states, as defined for instance in Homan & Belloni (2005) and Nandi et al. (2012), as an identified spectral state. We discriminate using only two spectral signatures: the power-law fraction PLf , defined as the ratio of the power-law flux to the total flux in the 3–200 keV range, and the power-law index Γ . This approach leads to the following four spectral states (ignoring quiescence) achieved during an entire typical cycle as reported in Fig. 1:

- **Hard states**, in green, are the spectral states where no disk component is detected. They combine quiescent states and more luminous states, as long as the power-law index remains $\Gamma \lesssim 1.8$ with a power-law fraction $PLf = L_{pl}/L_{3-200} = 1$ by definition. They appear from day 0 to 85 during the rising phase and between days 400 and 438 during the decaying phase, see Fig. 3, top panel, for time evolution.

- **Intermediate states**, in blue, are characterized by a dominant and rather steep power-law, with $1.8 \lesssim \Gamma \lesssim 2.4$ and $PLf > 0.6$. These states, labeled hard-intermediate in Nandi et al. (2012), are often accompanied by an high-energy cut-off around 50–100 keV at high luminosities (Motta et al. 2009). Of course, due to the lack of observations above 40 keV, the cut-off will not be discussed in this work (see discussion Sect. 4.4 in paper III). They arise from day 86 to 95 in the hard-to-soft

transition, then between days 385 and 398 in the soft-to-hard transition.

- **Steep power-law states**, in yellow, are characterized by a disk dominated spectral shape with $0.2 < PLf < 0.6$, accompanied by a reliable steep power-law fit with $\Gamma \simeq 2-2.5$. These states were labeled soft-intermediate in Nandi et al. (2012). They are settled from day 96 to 125 in the hard-to-soft transition and from day 351 to 384 on the way back.

- **Thermal state**, in red, have a disk dominated spectrum with an hard tail. This so-called hard tail is a steep and faint ($PLf < 0.2$) power-law, with poorly constrained power-law index $\Gamma \in [2, 3]$ (see red portion in Fig. 3 bottom-left panel). They occur from day 126 to 317.

Although these states are defined using only two pieces of information: the power-law fraction $PLf = L_{pl}/L_{3-200}$ and the power-law index Γ , it will be visible that the spectral differences between these states also translate into dynamical differences in the disk evolution (Fig. 6). This is why extra caution needs to be taken for the thermal states, where derived properties also depend on the amplitude of the additional hard tail (see paper III). Since the physical processes responsible for the production of the hard tail remain to be investigated (see, e.g., Galeev et al. 1979; Gierliński et al. 1999), a constant hard tail level of 10% will be used throughout this article. As it clearly appears in Fig. 1, this assumption will force us to disregard any observation located on the left hand side of the 10% level line during the thermal states. To fully describe these states within the DFLD, one would need to assume modifications in the level of the hard tail. Although interesting by itself, this aspect of the problem will not be investigated here, as it affects only a negligible amount of the total energy (see discussions in Sect. 3.2 and 4.1 of paper III).

2.3. Radio observations

During the 2010–2011 outburst, Corbel et al. (2013) performed radio observations of GX 339-4 with the Australia Telescope Compact Array (ATCA). All radio fluxes likely associated with the presence of steady compact jets obtained during this monitoring are shown in Fig. 2. Two epochs with radio emission having different origins, either radio flares or interactions of the ejections with the interstellar medium (ISM), are also highlighted (Corbel et al., private communication). Since we are mainly focusing on jet diagnostics that can be related to the underlying accretion disk, we will not use the radio fluxes detected during these two periods.

The **hard states** are always accompanied with radio emission (Fig. 2, in green). The radio flux increases in the rising phase, and decreases in the decaying phase, implying that radio and X-ray fluxes are likely related. This has indeed been studied in the past, and it has been shown that the radio luminosity L_R at 8.6 GHz and the X-ray luminosity L_X in the 3–9 keV band follow a universal law $L_R \propto L_X^{0.62}$ (Corbel et al. 2003, 2013). The **intermediate states** are also characterized by a persistent radio emission (blue). The radio flux vary rapidly, and the spectral slope $F_\nu \propto \nu^\alpha$ changes from the usual $\alpha \in [0, 0.3]$ during the hard states, to a negative slope $\alpha \in [-0.5, 0]$. This is clear evidence that jets are evolving over time. In the **steep power-law states**, no persistent radio flux is usually observed (yellow). However, multiple radio flares have been observed, mostly during the rising phase, as represented in Fig. 2. Again, these flares are characterized by a rapidly varying radio emission with negative spectral slopes. In the **thermal state**, no steady radio emis-

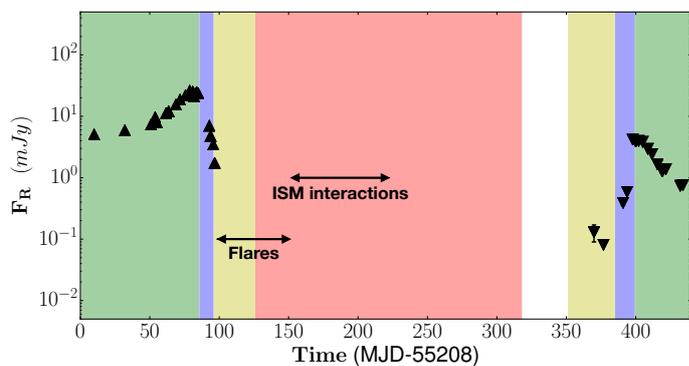


Fig. 2: Radio observations at 8.6 GHz reported by Corbel et al. (2013) during the 2010–2011 outburst of GX 339-4. Steady jet emission is shown with triangle markers, upper for the rising phase and lower for the decaying phase. Double arrows are drawn when radio emission has also been observed but has been interpreted as radio flares or interactions with the interstellar medium. The vertical position of the arrows is arbitrary. The background color shades correspond to the X-ray spectral states (see Sect. 2.2). The epoch in white corresponds to a gap in the X-ray coverage (no observation).

sion is detected (red). Only few flares and interactions with the interstellar medium (ISM) are observed.

The absence of steady radio emission during both the thermal (red) and steep power-law (yellow) states gives a significant constraint: we assume that the accretion flow cannot be producing any steady jet in such cases (see however, e.g., Drappeau et al. 2017). This requires that the JED is no longer present, or that its size is too tiny to produce any significant radio emitting jet. On the contrary, the presence of steady radio emission during both the hard (green) and intermediate (blue) states is quite easily reproduced with a JED (see Table 1 in paper III).

3. Replication of the 2010–2011 cycle

3.1. Methodology and caveats

As shown in paper III, playing independently with the JED–SAD transition radius r_J and the disk accretion rate \dot{m}_{in} allows to compute spectra and to reproduce thereby any particular position within the DFLD. We thus perform a large set of simulations with $r_J \in [r_{in} = 2, 100]$ and $\dot{m}_{in} \in [10^{-3}, 10]$, computing for each pair (r_J, \dot{m}_{in}) the thermal balance of the hybrid disk configuration and its associated theoretical global spectrum. We then fitted each resulting spectrum using our XSPEC fitting procedure as detailed in paper III. We used the same spectral models to fit the power-law and disk components in the output of the theoretical model than those used for the observations (see Sect. 2.2 and Clavel et al. 2016). As a consequence, the theoretical parameters can be directly compared to the observational parameters, namely: the 3–200 keV luminosity L_{3-200} , the power-law flux L_{pl} in the same energy range, the power-law fraction $PLf = L_{pl}/L_{3-200}$ and the power-law photon index Γ .

However, there are several differences between the spectra obtained from observations (hereafter, observational spectra) and the ones obtained from our theoretical model (hereafter, theoretical spectra), that could induce systematic effects in this comparison.

First, theoretical spectra are created using both *RXTE*/*PCA* and *HEXTE* instrumental responses (for 1 ks exposures) and

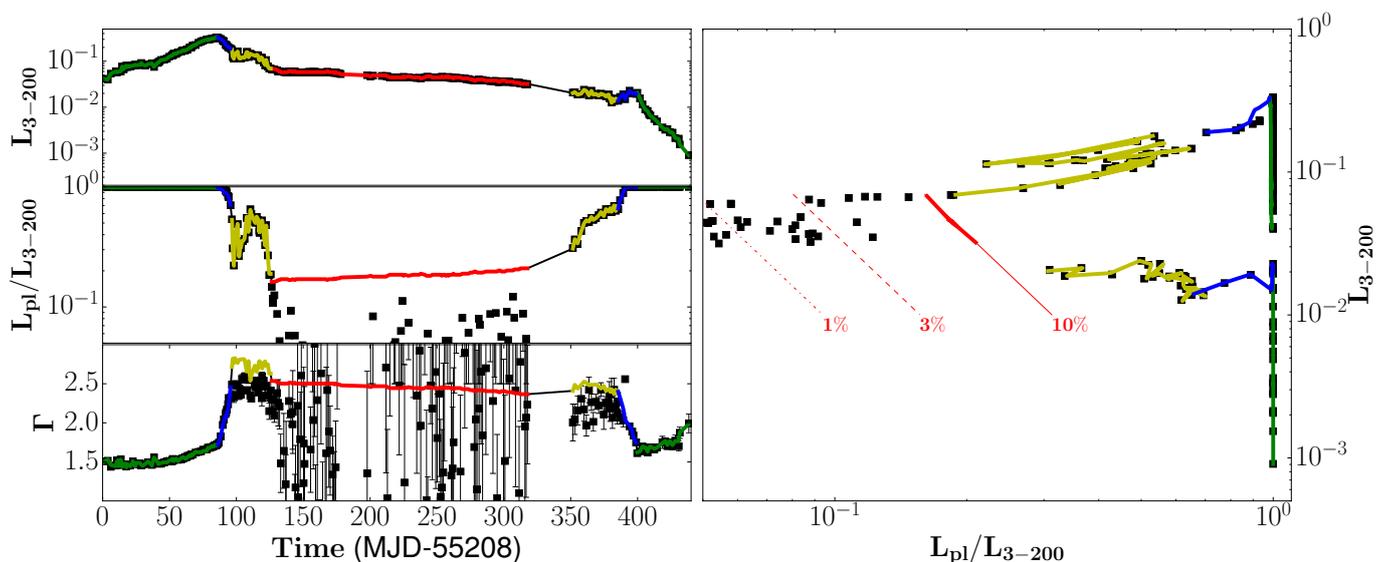


Fig. 3: Results of fitting procedure A applied to the 2010–2011 outburst of GX 339-4. The black markers are fits taken from Clavel et al. (2016), while color lines display our results: green, blue, yellow and red for hard, intermediate, steep power-law and thermal states, respectively (see Sect. 2). Left, from top to bottom: the 3–200 keV total luminosity L_{3-200} (in Eddington units), the power-law luminosity fraction $PLf = L_{pl}/L_{3-200}$ and the power-law index Γ . Right: the DFLD. The hard tail proxy used was frozen to 10%, but 1% and 3% proxies are also illustrated as red dot-dashed and dashed lines (see paper III).

thus cover the full 3–200 keV range. This larger energy range allows to better constrain the spectral shape of the theoretical spectra. In particular, the high-energy cut-off detected in part of the associated fits cannot be constrained in the observational spectra, limited to energies below 40 keV. In order to correct for this difference, these high-energy cut-offs were ignored when computing the theoretical luminosities (L_{pl} and L_{3-200}). The quality of the theoretical spectra also allows to detect faint low-temperature disk components which would not be considered significant in the observational spectra. However, this difference only affects few points in the DFLD (close to the high hard state) and the shifts induced are small enough to be neglected (see, e.g., Fig. 3).

Second and most importantly: in addition to the power-law and disk components described above, a ‘reflection’ component (traced by a strong emission line at ~ 6.5 keV) is also detected in most observational spectra. The reflection process is not currently implemented in our theoretical model, so the theoretical spectra do not include any reflection component and the observational signal associated has to be artificially removed before the comparison. Therefore, the model chosen to account for the reflection signal in the observational spectra could induce systematic errors, mostly in the power-law parameters, and it is important to quantify them. To account for the reflection component, Clavel et al. (2016) selected an ad hoc model composed of a Gaussian emission line at 6.5 keV and, when needed, of a smeared absorption edge at 7.1 keV. These components mimic the shape of the reflection features without accounting for the full complexity of the problem (see, e.g., García et al. 2014; Dauser et al. 2014, and references therein). Indeed, individual *RXTE*/PCA observations have an energy range, a spectral resolution and an exposure time which prevent more complex reflection models to be fitted on the corresponding spectra. The comparison between the spectral parameters obtained with our ad hoc model and those derived using self-consistent reflection models was therefore done after merging several observations together to improve the available statistics (see García et al. 2015,

for an example of such spectral analysis for GX 339-4 in the hard state).

Our investigation confirms that among all parameters used in the present work, the power-law photon index Γ is the most impacted. In particular, the use of our ad-hoc model tends to underestimate the value of Γ with discrepancies up to $\Delta\Gamma \lesssim 0.2$. This is especially true in the hard state where such a shift would reduce the difference between theory and observations which was introduced by taking into account the radio constraints (see Fig. 6, bottom panel). Due to the extrapolation of the observed luminosity from 3–40 keV to 3–200 keV, such an increase of Γ would also induce a decrease of L_{pl} by at most 20%. In addition, merged spectra provide enough statistics to better constrain the power-law component present in the softer states (yellow and red in, e.g., Fig. 3), also leading to shifts in the value of the photon index Γ . Once again, this shift between the parameter obtained from grouped spectra and the median of parameters from individual fits are no larger than $\Delta\Gamma \lesssim 0.2$, inducing variation on L_{pl} of at most 15%.

With this caveat in mind, we can turn to the comparison between theoretical spectra and observations.

3.2. Fitting procedure A: X-rays only

For each observation at any given time, we search for the best pair (r_J, \dot{m}_{in}) that minimizes the function

$$\chi_X^2 = \frac{\log(L_{3-200}/L_{3-200}^{obs})}{\alpha_{flux}} + \frac{\log(PLf/PLf_{obs})}{\alpha_{PLf}} + \frac{\Gamma - \Gamma^{obs}}{\alpha_{\Gamma}} \quad (1)$$

where L_{3-200}^{obs} , PLf^{obs} and Γ^{obs} are the values derived from Clavel et al. (2016). The coefficients α_{flux} , α_{PLf} and α_{Γ} are arbitrary weights associated to each one of the three constraints considered. The relative importance of the fluxes are comparable, so we choose $\alpha_{flux} = \alpha_{PLf} = 1$. More caution needs to be taken on the weight put on the spectral index Γ . Indeed, while quite constraining during the hard states, the value of Γ becomes unreliable during the thermal state. We thus choose α_{Γ} to be a function

of the power-law fraction, namely $\alpha_\Gamma = 2 - 6 \log_{10}(PLf)$. Note that the lowest value of the power-law fraction is reached in the thermal state and depend on the (chosen) hard tail level, namely 0.1 here. As a result, $\alpha_\Gamma = 2$ varies from 2 in hard states to 8 in the thermal state. Although empirical, this choice of χ_X^2 has revealed very effective in providing the best pair of parameters (r_J, \dot{m}_{in}) for a given spectral shape. Fitting the entire cycle using this procedure takes only a few seconds.

3.2.1. Results: DFLD and spectra

The best fits obtained using procedure A are shown in Fig. 3. Observations are displayed in black and each reproduced state appears with its corresponding color code, as in Fig. 1. Since the canonical spectral states can be easily reproduced (paper III) it is not surprising that the whole cycle evolution in the DFLD can also be successfully recovered. This is however the first time that such a study is presented. While the total X-ray flux is satisfactorily reproduced (Fig. 3, top-left panel), additional comments are necessary for the evolution of both the power-law fraction PLf and the spectral index Γ .

Most of the evolution of the power-law fraction (middle left panel) is nicely recovered except for two epochs: one around days 80-90 (blue) and the other during the thermal states (red). The zone around days 80-90 corresponds to the upper transition from the rising hard state to the high intermediate state. While no disk is detected in the X-ray observation, our model often includes a weak disk component, decreasing the power-law fraction by 1 – 2% in the worst cases (see upper transition in the DFLD). If the existence of such a weak disk component in most luminous hard states remains debated (see, e.g., Tom-sick et al. 2008), *RXTE* data alone provides no constraint below 3 keV and investigating the presence of such a component is therefore not possible with our data set (disk detection in hard states with *RXTE* are often considered as fake due to the unrealistic parameters derived Nandi et al. 2012; Clavel et al. 2016). In the second ill-behaved portion, associated with the thermal state (in red, days 126 to 317), our PLf is larger than the observed values. This is a natural consequence of our choice of a 10% level for the hard tail. As discussed earlier, this bias could be easily accounted for by allowing the hard tail level to vary in time, down to 1% or lower (Fig. 3, right panel).

The time evolution of the power-law index Γ is represented in Fig. 3, bottom left panel. Our findings are in excellent agreement with the observations whenever they are reliable (away from the thermal state in red). The only noticeable difference lies in the steep power-law stages (days 90-120 and 350-380), where the power-law is slightly steeper than observed, namely $\Gamma = 2.4-2.6$ compared to $\Gamma_{obs} = 2.1-2.5$. But this discrepancy is only of the order of 0.2–0.3, a range that is consistent with the largest systematic errors introduced by reflection component issues (see Sect. 3.1). Choosing self-consistent models to account for this component would presumably lead to slightly larger values of Γ_{obs} , decreasing the difference with our Γ . To be complete, this could also be accounted for by varying model parameters frozen in papers II and III (e.g., accretion speed, illumination processes).

Taking all these elements into consideration, it appears that both individual spectra and global DFLD evolution are quite nicely reproduced by the model. The evolutionary track in the DFLD has been obtained by finding the best fits of (r_J, \dot{m}_{in}) according to the minimum χ_X^2 (Eq. 1) at each time. The corresponding evolutionary curves $r_J(t)$ and $\dot{m}_{in}(t)$ are shown in Fig. 4. Each color represents the spectral state of GX 339-4 while the

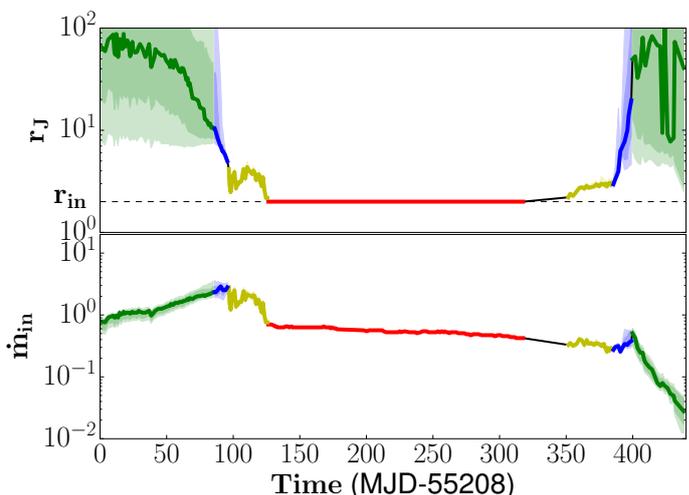


Fig. 4: Time evolution of r_J (top) and \dot{m}_{in} (down) associated with the best χ_X^2 defined by Eq. (1). The color code is the same as previously. The transparent colored areas correspond to the confidence intervals of 5% and 10% error margin (see text).

surrounding colored areas represent confidence intervals. The most transparent area corresponds to the pairs of r_J and \dot{m}_{in} for which χ_X^2 is within the 10% error margin of the fits, namely $\chi_X^2 < 1.10\chi_{X,best}^2$. The least transparent one corresponds to a 5% error margin such that $\chi_X^2 < 1.05\chi_{X,best}^2$. It is worth to note that the accretion rate is very well constrained during the whole evolution. On the contrary, the transition radius r_J has good constraints only during the intermediate (blue) and steep power-law (yellow) states, while during the Hard states, large differences in r_J are barely visible in the resulting spectra (power-law index Γ).

The existence of a q-shaped evolutionary track in the DFLD, attributed to an hysteresis, is here replicated by playing with two (apparently) independent parameters, the transition radius r_J between the inner JED and the outer SAD and the disk accretion rate $\dot{m}_{in}(t)$. The two time-series shown in Fig. 4 are smooth and follow qualitatively the expected behavior of hybrid disk models (see eg. Esin et al. 1997; Done et al. 2007; Ferreira et al. 2006; Petrucci et al. 2008; Begelman & Armitage 2014; Kylafis & Belloni 2015). While it is quite natural to expect some convex curve for $\dot{m}_{in}(t)$ during an outburst, the behavior of r_J remains a mystery. During the quiescent phase, most of the inner regions of the disk need to be in a JED accreting mode. Then, as the disk accretion rate increases, there must be an outside-in decrease of the transition radius, leading to the diminishing until final disappearance (once r_J reaches r_{in}) of the inner JED. Once the binary system reaches the thermal portion of its evolution, it remains so until the decrease in \dot{m}_{in} leads to an inside-out rebuilding of the inner JED (r_J increases again).

Our work reveals what would be required in order to explain the 2010–2011 outburst of GX 339-4 without explaining the reasons for it. What triggers the growth and decrease of the JED requires dynamical investigations that are beyond the scope of the present study. We note however that, within our paradigm, this must be related to the strength and radial distribution of the vertical magnetic field embedding the disk, as proposed in paper I.

3.2.2. Results: predicted radio light curve

The strength of the JED–SAD framework is its ability to predict the radio light curve consistently with the X-rays. This is easily

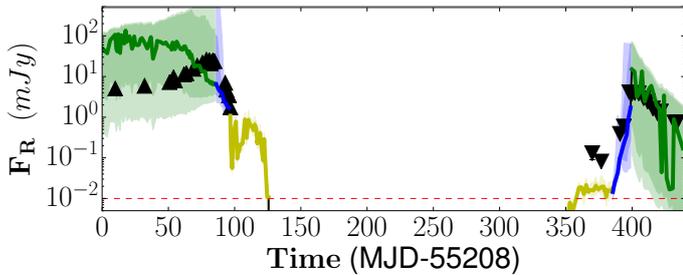


Fig. 5: Radio light curve at 8.6 GHz in mJy predicted using Eq. (2). A red dashed line at 10^{-2} mJy illustrates a typical detection limit. Markers correspond to observed radio fluxes associated with steady jets.

achieved by using a slight modification of the usual jet emission model (Blandford & Königl 1979; Heinz & Sunyaev 2003), leading to the following expression for the flux at the radio frequency ν_R (see Appendix A in paper III for its derivation)

$$F_R = \tilde{f}_R \dot{m}_{in}^{17/12} r_J (r_J - r_{in})^{5/6} F_{Edd} \quad (2)$$

where $F_{Edd} = L_{Edd}/(\nu_R 4\pi d^2)$ and \tilde{f}_R is a dimensionless normalization factor. Radio emission is assumed to be self-absorbed synchrotron emission from a non-thermal power-law particle distribution with an exponent $p = 2$. The local magnetic field in the jet is assumed to follow that of the disk in a self-similar fashion. Within this scheme, the radio flux F_R becomes not only a function of the disk accretion rate \dot{m}_{in} , but also of the JED radial extent (hence r_J and r_{in}), since it controls also the radial extent of the jet. This property is very important and will be used below. All usual uncertainties (particle acceleration, jet collimation) are incorporated within the factor \tilde{f}_R . This factor has been chosen constant along the full cycle and to best fit radio observations at $\nu_R = 8.6$ GHz with the value $\tilde{f}_R = 1.05 \times 10^{-10}$ (see paper III for more details).

The predicted radio light curve is shown in Fig. 5 along with the Corbel et al. (2013) observations. Strikingly, the global trend follows reasonably well the observations, with a net radio decrease (resp. increase) near the switch-off (resp. -on) phase. This is extremely promising since reproducing radio fluxes was not included in the fitting procedure. Clearly, the level of radio emission is always adjustable via the renormalisation factor \tilde{f}_R . But what is remarkable here is the shape of the light curve itself, since it has been obtained using only constraints derived from X-ray spectra.

However, some quantitative differences remain. Indeed, the theoretical radio flux is overestimated in the rising hard state (green) by more than one order of magnitude (upper triangles, days 0–80). The same problem arises in the decaying phase, where the flux is underestimated at first (days 360–380) and overestimated later in the hard state (days 400–450). Nevertheless, most of these points belong to the 5% confidence region for r_J . This means that we are able to build a reasonable radio light curve using values of $r_J(t)$ derived using the X-rays, even at epochs where X-rays are barely sensitive to r_J . When the uncertainties in r_J decrease (blue zone) the model adequacy increases. Since error bars in radio are quite small, explaining the radio emission during the hard states would require to change $r_J(t)$ accordingly, with no significant loss of information in the X-rays. In practice, this advocates for including radio luminosities within the fitting procedure, as described in Sect. 4.

Another discrepancy can be seen during the yellow steep power-law phases. In the high phase (days 100–130) the tran-

sition radius has not yet decreased down to r_{in} (corresponding to a zero-extent jet) and, according to our formula (2), radio emission should be produced and detected. However, no detection of steady jets is reported, only flares (see Fig. 2). Whereas in the low phase (days 350–380), it is the contrary: radio emission is detected at a level larger than predicted by the model. Our simple jet emission model seems thus to introduce significant errors during these phases. However, they correspond to r_J varying between r_{in} and $2r_{in}$ (Fig. 4). Now, the jet emission model assumes that the radio emission properties scale with the JED radial extent. It is doubtful that this still holds when $r_J \rightarrow r_{in}$. Indeed, jet collimation properties (and possibly particle acceleration efficiency) may undergo significant changes when the jet launching zone becomes a point-like source. For these reasons, we put aside the radio constraints during the steep power-law phases.

4. Replication of the 2010–2011 cycle including radio constraints

4.1. Fitting procedure B: \tilde{f}_R as single normalization

For each observation at any given time, we now search for the best pair (r_J, \dot{m}_{in}) that minimizes the new function

$$\chi_{X+R}^2 = \chi_X^2 + \frac{\log(F_R/F_R^{obs})}{\alpha_R} \quad (3)$$

where χ_X^2 is as defined in Eq. (1), F_R is the predicted radio luminosity, F_R^{obs} the observed luminosity, and $\alpha_R = 5$ the radio weight chosen for best results. However, the addition of radio constraints is not straightforward for the three following reasons:

(1) We only have 35 radio observations across the ~ 450 days of the observed cycle. Since no radio flux associated with compact jets has been observed during most of the steep power-law states (yellow) and during the thermal state (red), no radio constraint will be imposed during these states (see Fig. 2). We thus use the former χ_X^2 (Eq. 1) in these cases.

(2) When they exist (hard and intermediate states), radio observations often do not exactly match with the date of X-ray observations. However, during these states, thanks to the high density of radio observations, we were able to interpolate radio observations and to associate to each X-ray observation an expected radio flux.

(3) Radio fluxes F_R are computed using the same normalization factor $\tilde{f}_R = 1.05 \times 10^{-10}$, which is justified as long as a self-similar process is involved throughout the cycle. Note that, contrary to the fitting procedure A, including the radio introduces a global constraint through this common value \tilde{f}_R . With procedure A, the radio light curve could be vertically (in flux) shifted by changing the value of \tilde{f}_R without modifying neither r_J nor \dot{m}_{in} . In procedure B, the value of \tilde{f}_R is included in each individual fit and thus influences the convergence to the best (r_J, \dot{m}_{in}) parameter set.

4.1.1. Results

Figure 6 shows the results of the fitting procedure B using both X-rays and radio fluxes. We use the same color-code as before: green for hard, blue for intermediate, yellow for steep power-law and red for thermal states.

This new procedure introduces modifications to the transition radius r_J and marginally to the disk accretion rate \dot{m}_{in} . This leads to significant modifications to the radio flux F_R and the spectral index Γ . To better see these changes, we over-plotted

the results from procedure A in grey lines in Fig. 6. As expected, the global X-ray flux and power-law fraction have not been altered by the addition of radio constraints. Their evolution as well as the associated DFLD remain the same as in Fig. 3.

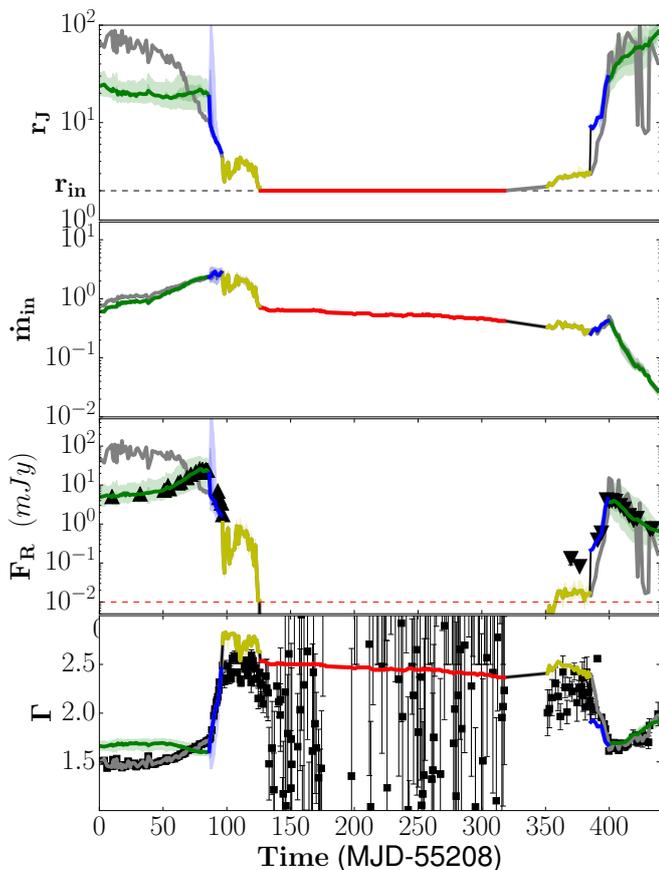


Fig. 6: Time evolution of several quantities associated with the best χ^2_{X+R} defined by Eq. (3), procedure B. From top to bottom: transition radius r_J , accretion rate \dot{m}_{in} , radio flux F_R and power-law index Γ . The color code is the same as previously. The transparent colored areas correspond to confidence intervals of 5% and 10%, barely visible here. Light curves of the same quantities, obtained using procedure A (Fig. 3), are also reported with grey lines for comparison.

The strongest quantitative modifications to the global evolution of r_J and \dot{m}_{in} occur in the hard states (Fig. 6, first two panels). Instead of monotonously decreasing in time (as with procedure A), the transition radius now remains roughly stable around $r_J \approx 20$, i.e. $r_J \approx 10r_{in}$, within most³ of the hard state evolution and especially in the rising phase between days 0 and 80. This smaller transition radius leads also to a slightly smaller accretion rate, due to the higher radiative efficiency of the SAD (paper III).

In terms of spectra, the reproduction of the power-law index Γ has been slightly degraded in the rising hard states (days 0–80). The other portions of the outburst have not been affected, due to the absence of radio constraint, and their reproduction remains excellent. In the hard states, the addition of a radio constraint forces a smaller transition radius than before (Fig. 6, 1st

³ Note that this is consistent with previous calculations using Heinz & Sunyaev (2003) calculations, where r_J was not taken into account in the model.

panel). This results in spectra harder than those observed, with $\Gamma \approx 1.6 - 1.7$ as compared to $\Gamma_{obs} \approx 1.5 - 1.6$ (4th panel). As argued in Sect. 3.1, this discrepancy could be easily compensated by better taking into account the reflection component. Moreover, although our model deals with the illumination by the inner JED of the outer soft SAD photons, it does so in quite a simplified way. As shown for instance in Fig. 2 from paper III, a slight modification of the geometrical factor could lead to variations up to 0.4 in Γ . The systematic error induced by these two simplifications is of the right order of magnitude to explain the discrepancies seen in Fig. 6. Therefore, we believe there is a rather good agreement between the model and the observations, for the whole cycle.

Finally, and by construction, the addition of the radio fluxes within the fitting procedure allowed to much better reproduce the radio light curve (Fig. 6, 3rd panel). Both the rising and decaying radio emissions during the hard states (green) now match almost perfectly. The intermediate states (blue), during which a swift decrease/increase in radio luminosity occurs, are also finely retrieved. With no surprise, as with procedure A, the behavior of our jet emission model during the steep power-law states (yellow) remains perfectible: too much emission is predicted at high states and not enough at low states. To better understand this, let us now have a deeper look at the jet energy budget.

4.1.2. Jet radiative efficiency

Within the JED paradigm, the total (matter and electromagnetic) power that feeds each jet is $P_{jet} = b/2 P_{acc}$, where P_{acc} is the released accretion power (thus a function of \dot{m}_{in} and r_J) and b is the fraction of this power that goes into the two jets (see papers II, III). It has been shown that a value $b = 0.3$ is both consistent with the accretion-ejection flow dynamics and the recovery of luminous hard states (see paper II and references therein). The dynamical configurations used to recover the DFLD assume therefore that whenever a JED is established, only 70% of its released energy goes into the disk heating while 30% is eventually converted into the kinetic energy of the two jets.

How much of this available energy is actually released into radiation depends on the jet emission model used. As said previously, we assumed that a population of non-thermal particles with power-law index $p = 2$ is distributed everywhere in the hollow jet, giving rise to a synchrotron self-absorbed emission (Blandford & Königl 1979; Heinz & Sunyaev 2003). At any given altitude z , the jet width is proportional to the underlying JED radial extent, namely $\Delta R_{jet}(z) \propto (r_J - r_{in})$. Then, a simple calculation allows to compute the functional dependency of the jet emission as well as its spectrum (see Appendix A in paper III for details on their derivation). The radio flux F_R emitted at the radio frequency ν_R is provided by Eq. 2 and translates into an emitted power $P_{jet,R} = 4\pi d^2 \nu_R F_R$, with $d = 8$ kpc the distance to the system.

Now, the total bolometric power radiated by a jet depends on its spectrum. Assuming a power-law spectrum $F_\nu \propto \nu^\alpha$ until a break frequency ν_B leads, for a flat spectrum radio source ($\alpha \approx 0$), to bolometric radiative losses $P_{jet,bol} \approx (\nu_B/\nu_R) P_{jet,R}$. The lack of observational constraints on the jet break frequency forces us to use a constant value $\nu_B \sim 10^{14}$ Hz (Gandhi et al. 2011; Russell et al. 2013; Koljonen et al. 2015), which for $\nu_R = 8.6$ GHz $\approx 10^{10}$ Hz, leads to the estimate that the total radiative power is roughly 10^4 times larger than the power emitted in the radio band ν_R . These assumptions are rather crude, and we need to bear in mind when discussing the results that ν_B and

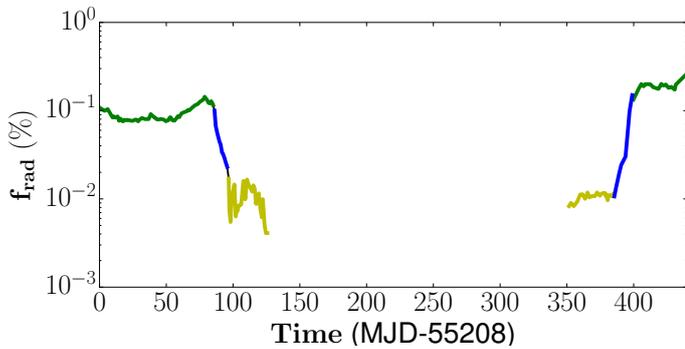


Fig. 7: Jet radiative efficiency defined by Eq. (4) as function of time during the 2010–2011 outburst from GX 339-4. The color code is similar to Fig. 6.

\tilde{f}_R have been assumed constant, and no inclination effects were included.

The jet radiative efficiency is thus simply defined as the ratio of all radiative losses to the jet kinetic power,

$$f_{rad} = \frac{P_{jet,bol}}{P_{jet}} = \tilde{f}_R \frac{4}{b} \left(\frac{v_B}{v_R} \right) \dot{m}_{in}^{5/12} r_{in} r_J \frac{(r_J - r_{in})^{5/6}}{1 - \left(\frac{r_J}{r_{in}} \right)^{\xi-1}} \quad (4)$$

where the disk ejection index ξ in the JED, defined as the accretion rate exponent $\dot{m}(r) = \dot{m}_{in}(r/r_{in})^\xi$, is chosen to be very small (namely $\xi \sim 0.01$, see discussion in paper II). The evolution of f_{rad} is plotted in Fig. (7) along the whole cycle obtained with the fitting procedure B. Several remarkable features can be noted.

The first one is that during green hard states, f_{rad} is roughly constant and around 0.1% only. Such a small efficiency implies that steady jets are barely radiative and that an adiabatic description may probably catch most of their dynamical (acceleration and collimation) properties. Note that a very similar value has been independently derived by Malzac et al. (2004), but the important assumptions of our model prevent us from going further in details.

A second feature is the dramatic decrease (resp. increase) by a factor of at least 10 of the radiative efficiency during the rising (resp. decaying) intermediate states. Even though r_J decreases (resp. increases) leading to a decrease (resp. increase) of the available jet power P_{jet} , the radiative losses must decrease (resp. increase) even faster to reproduce the radio observations. Note that this is automatically taken into account by the different functional dependencies in (r_J, \dot{m}_{in}) followed by P_{jet} and F_R . We note therefore that a naive model that would assume for instance a constant jet radiative efficiency throughout the whole cycle would probably fail to reproduce both X-ray and radio light curves. But on the other side, this points also to the extreme dependency of the jet emission model used. Clearly, Fig. (6) shows that our self-absorbed synchrotron jet radiation model appears unable to explain the radio emission during the (yellow) steep power-law phases. As discussed earlier, we argue that the underlying self-similar assumption of the model breaks down when $r_J \rightarrow r_{in}$. This is clearly a limitation of our emission model.

The third feature is actually independent of our modeling and could already be seen in Fig. 2. In the decaying phase, when jets are switched-on (after day 370), the radio luminosity is rapidly at the same level as when they were switched-off. However, the X-ray flux is always much smaller. This puzzling fact has been already noticed (e.g., Corbel et al. 2013; Vincentelli et al. 2018), but attracted little attention so far. Figure 7 shows that this observational fact translates into a jet radiative efficiency at the switch-

on phase that is larger by a factor $\sim 2 - 3$ than its level before the switch-off phase. This still holds even when GX 339-4 has returned to the hard states (beyond day 400). The jet radiative efficiency remains twice larger than its level during the previous hard states (before day 100).

If we remain within our paradigm where the radio emission is due to self-confined jets emitted by the inner JED, then we need to account for this discrepancy in the jet radiative efficiency. Indeed, as discussed and illustrated above, including the radio constraint in the fitting procedure introduces a global constraint (a unique \tilde{f}_R) affecting the values of each individual (r_J, \dot{m}_{in}) set. One simple way of addressing the observational asymmetry in radio is to use two different normalization factors for the radio emission, namely \tilde{f}_R^{rise} for the rising phase and another \tilde{f}_R^{decay} for the decaying one.

4.2. Fitting procedure C: \tilde{f}_R^{rise} and \tilde{f}_R^{decay}

In this last procedure, we use the same χ_{X+R}^2 as in procedure B (Eq. 3) with the same weights $(\alpha_{flux}, \alpha_{PLf}, \alpha_\Gamma, \alpha_R)$. What differs is the use of two normalization factors \tilde{f}_R^{rise} and \tilde{f}_R^{decay} . After multiple iterations, we conclude that the values $\tilde{f}_R^{rise} = 1.05 \times 10^{-10}$ and $\tilde{f}_R^{decay} = 2.97 \times 10^{-10}$ produced the best results.

Figure 8 is the main result of this paper, displaying the DFLD (right) and the various light curves: total flux, power-law fraction, power-law index, radio flux as well as the required evolution of $r_J(t)$ and $\dot{m}_{in}(t)$ (left). The model predictions in X-rays and radio appear to be in very good agreement with the observations all along the outburst. With no surprise, a slight discrepancy can still be seen in the power-law index Γ . The values obtained by our model can be larger by up to 0.3 than those inferred from observations. But, as discussed previously, such a difference could be accounted for by improving the treatment of the reflection component. This could also be improved by varying dynamical parameters (accretion speed, illumination processes, etc...), but this is beyond the scope of the actual study.

The remaining issue is in the steep power-law state, where a theoretically detectable radio flux is produced within our model, but is not detected as a steady radio emission. However, we feel that this issue is somewhat secondary as it corresponds to the limiting case where $r_J \rightarrow r_{in}$, leading to the breaking down of our simple jet emission model.

Contrary to the hardness-intensity diagram, the DFLD is model dependent. It is nevertheless a very convenient tool illustrating the outbursting cycles of XrBs and their characteristic q-shape (at least for some of them). However, it remains an observationally-based diagram and does not tell much about the underlying dynamical evolution of the system. The bottom panel on the right hand side of Fig. 8 shows the evolutionary track of GX 339-4 in an $r_J(\dot{m})$ diagram as derived using our JED-SAD scenario. Such a diagram can be interpreted as the dynamical counterpart of the DFLD, albeit also including constraints from the radio. Indeed, when the radio information is not included, the diagram exhibit huge error bars during the green hard states (especially in r_J). Therefore, using the simultaneous radio emission is absolutely necessary to effectively constrain the dynamics.

The pattern drawn by the $r_J(\dot{m}_{in})$ diagram is qualitatively what was expected in Petrucci et al. (2008) (see also Kylafis & Belloni 2015). However, it corresponds to only one cycle for GX 339-4 and it is not clear how generic it is. Moreover, this cycle has the drawback of not being complete. Indeed, when the observations started (at $t = 0$) the object was already in outburst, at a luminosity higher than that achieved when GX 339-4

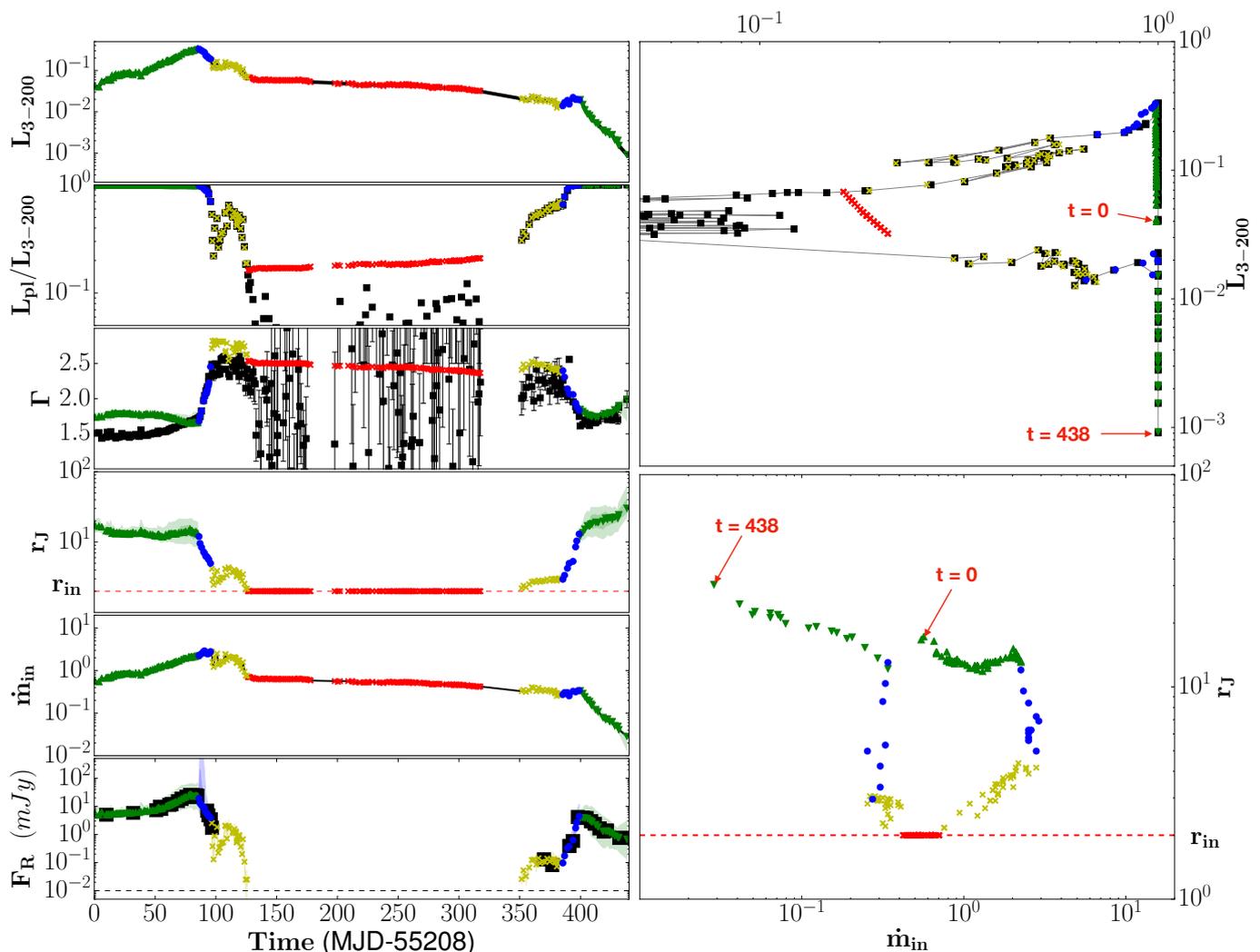


Fig. 8: The 2010–2011 outburst of GX 339-4, derived using the fitting procedure C that takes into account X-rays and two radio normalization coefficients. On the left, from top to bottom, light curves of: 3–200 keV flux (in Eddington units), power-law fraction, power-law index, transition radius r_J , accretion rate \dot{m}_{in} and radio flux F_R (in mJy). On the right, evolutionary tracks in the associated DFLD (top) and in an r_J vs \dot{m}_{in} diagram (bottom), where the starting and ending positions have been indicated. The color code is the same as previously: green triangles for hard state, blue circles for intermediate, yellow crosses for steep power-law and red crosses for thermal. Upper-triangles are used for the rising phase and lower-triangles for the decaying phase.

came back to the hard vertical branch (in DFLD). This forbids us to define an "initial" state. As a consequence, we cannot tell whether or not the decaying system will continue its monotonous increase in r_J when \dot{m} decreases or if this increase will level off and follow the somewhat flatter $r_J(\dot{m}_{in})$ dependency of the rising phase. To address these points more cycles should be studied.

5. Conclusion

Using the jet-emitting disk/standard accretion disk (JED–SAD) description for the inner regions of XrBs, we were able to replicate several observational diagnostics along the whole 2010–2011 cycle of GX 339-4 with a very good agreement. These diagnostics are the 3–200 keV total luminosity L_{3-200} , the power-law luminosity fraction $PLf = L_{pl}/L_{3-200}$ and the power-law index Γ .

The observational X-ray constraints presented in this paper were derived from the *RXTE*/PCA observations of GX 339-4. The spectral parameters we use were provided by Clavel et al.

(2016) and directly compared to the theoretical ones. Those were obtained following the methods and limitations described in papers II and III. The unknown dynamical parameters, allowed to vary along the cycle, are the JED–SAD transition radius r_J and the disk accretion rate onto the black hole \dot{m}_{in} .

Our present work followed a three steps process. We first looked for the best (r_J, \dot{m}_{in}) light curves that could reproduce all X-ray diagnostics. Then we showed, using a simple self-absorbed synchrotron emission model for the jet, that the model predicts a radio light curve qualitatively consistent with the Corbel et al. (2013) observations of GX 339-4 at that same epoch. We then realized that radio observations introduce a strong constraint on the JED–SAD transition radius r_J during hard states, a constraint much more stringent than that provided by the X-ray data alone.

As a second step, the radio luminosity has thus been included within the fits to constrain the disk dynamical state (r_J, \dot{m}_{in}) accordingly with the X-ray spectral shape. This procedure greatly improved the agreement between the model and the radio obser-

vations, mostly by changing the magnitude and temporal behavior of r_J . Obviously, the parameters derived from X-ray observations can be strongly dependent on the spectral model selected and on the analysis procedures. We estimated the systematic errors introduced and in particular those due to the reflection component which is not yet included in our model. It turns out that they are consistent with the small discrepancies found between the model and the observations. We are thus confident on the robustness of our results, namely the reproductibility of the full XrB outburst and the trends derived for the model parameters r_J and \dot{m}_{in} .

We finally remarked what seems to be an observational fact: jets seem to radiate more radio when they are switched-on than before getting switched-off. Understanding this general trend is beyond the scope of this paper. Nevertheless, incorporating this element into our fitting procedure allowed to achieve a striking match between the model and the observations. Our JED-SAD dynamical paradigm introduces such a strong accretion-ejection link that the radio can be effectively used to probe the underlying disk physics. Whether or not this result is fortuitous requires to test the model with more than one cycle, and possibly different objects.

Moreover, in our view, jets are mainly emitted from the disk (the inner JED portion) and we only computed the radio emission from that component. Since the global scenario (see paper I) relies on the existence of a large scale vertical magnetic field, jets emitted from the rotating black hole ergosphere are also probably present (Blandford & Znajek 1977; Tchekhovskoy et al. 2011; McKinney et al. 2012). We did not take this dynamical component into account and doing it could potentially lead to some quantitative changes in the total radio emission. This deserves further investigation.

In order to fully understand the behavior of an outbursting XrB, one needs to explain both X-ray spectral changes and radio emission properties. A full cycle draws therefore a trajectory in a 3D space, made of the DFLD plus the radio flux axis. Ultimately, our approach can be thought as an effort to map this 3D evolutionary track into a 2D plot $r_J(\dot{m}_{in})$. If, indeed, a figure such as the one presented in Fig. 8 appears to be generic for a given object, then a dynamical explanation needs to be proposed. It will be a complex task since the evolution time scales involved are extremely long compared to any local timescale.

Acknowledgements. The authors acknowledge funding support from the French Research National Agency (CHAOS project ANR-12-BS05-0009 <http://www.chaos-project.fr>) and CNES. Courtesy to Espinasse, M for her very usefull work on the LFQPO used in this work. Figures in this paper were produced using MATPLOTLIB (Hunter 2007).

References

Begelman, M. C. & Armitage, P. J. 2014, *ApJ*, 782, L18
 Belmont, R. 2009, *A&A*, 506, 589
 Belmont, R., Malzac, J., & Marcowith, A. 2008, *A&A*, 491, 617
 Blandford, R. D. & Königl, A. 1979, *ApJ*, 232, 34
 Blandford, R. D. & Payne, D. G. 1982, *MNRAS*, 199, 883
 Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, *MNRAS*, 179, 433
 Bradt, H. V., Braes, L. L. E., Forman, W., et al. 1975, *ApJ*, 197, 443
 Cabanac, C., Henri, G., Petrucci, P. O., et al. 2010, *MNRAS*, 404, 738
 Casse, F. & Ferreira, J. 2000, *A&A*, 361, 1178
 Casse, F. & Keppens, R. 2002, *ApJ*, 581, 988
 Clavel, M., Rodriguez, J., Corbel, S., & Coriat, M. 2016, *Astronomische Nachrichten*, 337, 435
 Corbel, S., Coriat, M., Brocksopp, C., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 2500
 Corbel, S., Fender, R. P., Tomsick, J. A., Tzioumis, A. K., & Tingay, S. 2004, *ApJ*, 617, 1272
 Corbel, S., Nowak, M. A., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., & Markoff, S. 2003, *A&A*, 400, 1007

Dauser, T., Garcia, J., Parker, M. L., Fabian, A. C., & Wilms, J. 2014, *MNRAS*, 444, L100
 Di Matteo, T. & Psaltis, D. 1999, *ApJ*, 526, L101
 Done, C., Gierliński, M., & Kubota, A. 2007, *Astronomy and Astrophysics Review*, 15, 1
 Drappeau, S., Malzac, J., Coriat, M., et al. 2017, *MNRAS*, 466, 4272
 Dunn, R. J. H., Fender, R. P., Körding, E. G., Belloni, T., & Cabanac, C. 2010, *MNRAS*, 403, 61
 Esin, A. A., McClintock, J. E., & Narayan, R. 1997, *ApJ*, 489, 865
 Fender, R. P., Belloni, T. M., & Gallo, E. 2004, *MNRAS*, 355, 1105
 Fender, R. P., Homan, J., & Belloni, T. M. 2009, *MNRAS*, 396, 1370
 Ferreira, J. 1997, *A&A*, 319, 340
 Ferreira, J. & Pelletier, G. 1993, *A&A*, 276, 625
 Ferreira, J. & Pelletier, G. 1995, *A&A*, 295, 807
 Ferreira, J., Petrucci, P. O., Henri, G., Saugé, L., & Pelletier, G. 2006, *A&A*, 447, 813
 Fragile, P. C., Blaes, O. M., Anninos, P., & Salmonson, J. D. 2007, *ApJ*, 668, 417
 Galeev, A. A., Rosner, R., & Vaiana, G. S. 1979, *ApJ*, 229, 318
 Gallo, E., Fender, R. P., & Pooley, G. G. 2003, *MNRAS*, 344, 60
 Gandhi, P., Blain, A. W., Russell, D. M., et al. 2011, *ApJ*, 740, L13
 Gao, H. Q., Qu, J. L., Zhang, Z., et al. 2014, *MNRAS*, 438, 341
 García, J., Dauser, T., Lohfink, A., et al. 2014, *ApJ*, 782, 76
 García, J. A., Steiner, J. F., McClintock, J. E., et al. 2015, *ApJ*, 813, 84
 Giannios, D. & Spruit, H. C. 2004, *A&A*, 427, 251
 Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Poutanen, J., et al. 1999, *MNRAS*, 309, 496
 Heida, M., Jonker, P. G., Torres, M. A. P., & Chiavassa, A. 2017, *ApJ*, 846, 132
 Heinz, S. & Sunyaev, R. A. 2003, *MNRAS*, 343, L59
 Hjellming, R. M. & Wade, C. M. 1971, *ApJ*, 168, L21
 Homan, J. & Belloni, T. 2005, *Ap&SS*, 300, 107
 Hunter, J. D. 2007, *Computing in Science and Engineering*, 9, 90
 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
 Ingram, A. & Done, C. 2011, *MNRAS*, 415, 2323
 Ingram, A., Done, C., & Fragile, P. C. 2009, *MNRAS*, 397, L101
 Koljonen, K. I. I., Russell, D. M., Fernández-Ontiveros, J. A., et al. 2015, *ApJ*, 814, 139
 Kylafis, N. D. & Belloni, T. M. 2015, *A&A*, 574, A133
 Lasota, J. P., Narayan, R., & Yi, I. 1996, *A&A*, 314, 813
 Lense, J. & Thirring, H. 1918, *Physikalische Zeitschrift*, 19, 156
 Ludlam, R. M., Miller, J. M., & Cackett, E. M. 2015, *ApJ*, 806, 262
 Malzac, J., Merloni, A., & Fabian, A. C. 2004, *MNRAS*, 351, 253
 Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P.-O., et al. 2018a, *ArXiv e-prints*, arXiv:1805.12407
 Marcel, G., Ferreira, J., Petrucci, P. O., et al. 2018b, *A&A*, 615, A57
 Markert, T. H., Canizares, C. R., Clark, G. W., et al. 1973a, *ApJ*, 184, L67
 Markert, T. H., Clark, G. W., Lewin, W. H. G., Schnopper, H. W., & Sprott, G. F. 1973b, *International Astronomical Union Circular*, 2483, 1
 McKinney, J. C., Tchekhovskoy, A., & Blandford, R. D. 2012, *MNRAS*, 423, 3083
 Miller, J. M., Reynolds, C. S., Fabian, A. C., et al. 2008, *ApJ*, 679, L113
 Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, *Nature*, 358, 215
 Motta, S., Belloni, T., & Homan, J. 2009, *MNRAS*, 400, 1603
 Motta, S., Muñoz-Darias, T., Casella, P., Belloni, T., & Homan, J. 2011, *MNRAS*, 418, 2292
 Motta, S. E. 2016, *Astronomische Nachrichten*, 337, 398
 Muñoz-Darias, T., Casares, J., & Martínez-Pais, I. G. 2008, *MNRAS*, 385, 2205
 Muno, M. P., Morgan, E. H., & Remillard, R. A. 1999, *ApJ*, 527, 321
 Murphy, G. C., Ferreira, J., & Zanni, C. 2010, *A&A*, 512, A82
 Nandi, A., Debnath, D., Mandal, S., & Chakrabarti, S. K. 2012, *A&A*, 542, A56
 Narayan, R. & Yi, I. 1994, *ApJ*, 428, L13
 Parker, M. L., Tomsick, J. A., Kennea, J. A., et al. 2016, *ApJ*, 821, L6
 Petrucci, P.-O., Ferreira, J., Henri, G., & Pelletier, G. 2008, *MNRAS*, 385, L88
 Rees, M. J., Begelman, M. C., Blandford, R. D., & Phinney, E. S. 1982, *Nature*, 295, 17
 Reis, R. C., Fabian, A. C., Ross, R. R., et al. 2008, *MNRAS*, 387, 1489
 Remillard, R. A. & McClintock, J. E. 2006, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 44, 49
 Rodriguez, J., Varnière, P., Tagger, M., & Durouchoux, P. 2002, *A&A*, 387, 487
 Russell, D. M., Markoff, S., Casella, P., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 815
 Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
 Tagger, M. & Pellat, R. 1999, *A&A*, 349, 1003
 Tananbaum, H., Gursky, H., Kellogg, E., Giacconi, R., & Jones, C. 1972, *ApJ*, 177, L5
 Tchekhovskoy, A., Narayan, R., & McKinney, J. C. 2011, *MNRAS*, 418, L79

- Tetarenko, B. E., Sivakoff, G. R., Heinke, C. O., & Gladstone, J. C. 2016, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 222, 15
- Tomsick, J. A., Kalemci, E., Kaaret, P., et al. 2008, *ApJ*, 680, 593
- Tzeferacos, P., Ferrari, A., Mignone, A., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 3151
- Varnière, P., Rodriguez, J., & Tagger, M. 2002, *A&A*, 387, 497
- Varnière, P., Tagger, M., & Rodriguez, J. 2012, *A&A*, 545, A40
- Veledina, A., Poutanen, J., & Ingram, A. 2013, *ApJ*, 778, 165
- Vincentelli, F. M., Casella, P., Maccarone, T. J., et al. 2018, *MNRAS*, 477, 4524
- Yuan, F. & Narayan, R. 2014, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 52, 529
- Zanni, C., Ferrari, A., Rosner, R., Bodo, G., & Massaglia, S. 2007, *A&A*, 469, 811
- Zdziarski, A. A., Gierliński, M., Mikołajewska, J., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 791
- Zhang, S.-N. 2013, *Frontiers of Physics*, 8, 630

Appendix A: Low frequency quasi-periodic oscillations

Low frequency (1–10 Hz) quasi-periodic oscillations (LFQPOs hereafter) remain to date a challenging question of the XrB behavior (see, e.g., Zhang 2013; Motta 2016, for recent reviews). The stability of the frequency, as well as its non-dependence with regards to the other properties of the source, suggests that LFQPOs originate from the accretion flow (Di Matteo & Psaltis 1999). They are observed only during hard states and their rms amplitude also ties them to the power-law component of the X-ray spectrum (Remillard & McClintock 2006). To date, there is no consensus on the origin of the LFQPO. It is however tempting to relate it to the orbital (or epicyclic) frequency at some specific disk radius r_{QPO} . Such a radius would be associated either to the location of some specific instability (Tagger & Pellat 1999; Varnière et al. 2012), the transition from the outer optically thick to the inner optically thin accretion flow (e.g., Giannios & Spruit 2004), the outer radius of the inner ejecting disk (e.g., Cabanac et al. 2010) or the outermost disk radius influenced by the Lense-Thirring effect (Lense & Thirring 1918; Fragile et al. 2007; Ingram et al. 2009; Ingram & Done 2011; Veledina et al. 2013).

It is of course tempting to relate the LFQPO to the JED–SAD transition radius r_J . However, the Keplerian orbital frequency at r_J is $\nu_K(r_J) = \frac{\Omega_K(r_J)}{2\pi} = 5.5 \times 10^3 r_J^{-3/2}$ Hz and it would require $r(v_{QPO}) \sim 100$ in order to obtain a typical frequency around 5 Hz. This is a distance far greater than the values derived for r_J during the hard states (as already recognized by eg. Di Matteo & Psaltis 1999; Done et al. 2007).

Using published data (Motta et al. 2011; Nandi et al. 2012; Gao et al. 2014) we display in Fig. A.1 the observed LFQPO (left Y-axis) and the Keplerian frequency $\nu_K(r_J)$ of our SAD–JED transition radius $r_J(t)$ (right Y-axis) for the entire cycle (top) and a zoom on the interesting regions of the outburst (bottom). The evolution of $\nu_K(r_J)$ follows quite closely that observed for the LPQPO. The latter increases in the rising phase from ~ 0.1 to 6–7 Hz, and decreases in the decaying phase from 6–7 down to ~ 1 (although this phase was less observed and constrained). This is also what happens to $\nu_K(r_J)$, namely increasing in the rising phase and decreasing in the decaying phase. But in order to make these two frequencies match, a scaling factor of ~ 160 needs to be applied. While the markers are the observed LFQPO, the colored curve shown in Fig. A.1 corresponds to $\nu_K(r_J)/160$ derived in procedure A (grey) and procedure C (colors).

The fact that the LFQPO is tied to the inner radius of the SAD has been already identified (Remillard & McClintock 2006). Our own treatment recovers this result of course, along with two extra features. First, the agreement is much better with procedure C, which seems to imply a link between the QPOs and the jets. The second result is the numerical factor ≈ 160 . It turns out that a similar factor is also required for another XrB, GRS 1915+105 (Muno et al. 1999; Rodriguez et al. 2002). For this object, the disk inner radius (r_J within our paradigm) has been derived using only the spectral shape, through a precise determination of the inner optically thick disk temperature (and flux) below 3 keV. Taking into account relativistic corrections for the epicyclic motion, Varnière et al. (2002) were able to map the evolution of the LFQPO with that of the disk inner radius. But in order to quantitatively achieve this, there must be a factor ~ 100 between the two frequencies.

Because GRS 1915+105 is so different from GX 339-4, it is remarkable that there is in both cases approximately two orders of magnitude between the epicyclic (or orbital) frequency

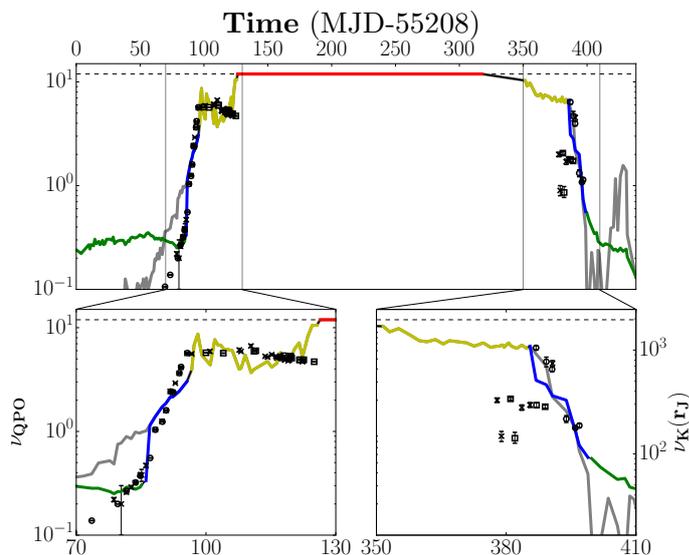


Fig. A.1: Evolution of the LFQPO (in Hz) during the whole 2010–2011 outburst (top), with a close-up view of the two hard regions of interest (bottom). The dark crosses are the observed LFQPO by Motta et al. (2011), circles by Nandi et al. (2012) and squares by Gao et al. (2014), see left Y-axis. The solid curves represent the Keplerian frequencies of the transition radii r_J derived using procedure A (in grey) and C (same color code as in Fig. 6), see right Y-axis. A factor 160 is applied between the two Y-axis.

at r_J and the LFQPO. The reason for such a large factor needs to be examined. This might be an indication that what causes the LFQPO could be related to some secular instability of the jet launching zone itself (the JED) or triggered at the JED–SAD interface.

BIBLIOGRAPHIE

- ABLES, J. G. (1969). « Possible Time Variation of the Radio Emission from SCO X-1 ». In : *ApJ* 155, p. L27. DOI : [10.1086/180297](https://doi.org/10.1086/180297).
- ABRAMOWICZ, M. A., M. CALVANI et L. NOBILI (1980). « Thick accretion disks with super-Eddington luminosities ». In : *ApJ* 242, p. 772–788. DOI : [10.1086/158512](https://doi.org/10.1086/158512).
- ABRAMOWICZ, M. A., B. CZERNY, J. P. LASOTA et E. SZUSZKIEWICZ (1988). « Slim Accretion Disks ». In : *ApJ* 332, p. 646. DOI : [10.1086/166683](https://doi.org/10.1086/166683).
- ABRAMOWICZ, Marek A., Igor V. IGUMENSHCHEV et Jean-Pierre LASOTA (1998). « A note on the conditions for SSD-ADAF transitions ». In : *MNRAS* 293, p. 443–446. DOI : [10.1046/j.1365-8711.1998.01201.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01201.x).
- ABRAMOWICZ, Marek A., Xingming CHEN, Shoji KATO, Jean-Pierre LASOTA et Oded REGEV (1995). « Thermal Equilibria of Accretion Disks ». In : *ApJ* 438, p. L37. DOI : [10.1086/187709](https://doi.org/10.1086/187709). arXiv : [astro-ph/9409018](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9409018) [astro-ph].
- ANDREW, B. H. et C. R. PURTON (1968). « Detection of Radio Emission from Scorpio X-1 ». In : *Nature* 218, p. 855–856. DOI : [10.1038/218855a0](https://doi.org/10.1038/218855a0).
- ARTEMOVA, I. V., G. S. BISNOVATYI-KOGAN, G. BJOERNSSON et I. D. NOVIKOV (1996). « Structure of Accretion Disks with Optically Thick–Optically Thin Transitions ». In : *ApJ* 456, p. 119. DOI : [10.1086/176632](https://doi.org/10.1086/176632).
- AVARA, Mark J., Jonathan C. MCKINNEY et Christopher S. REYNOLDS (2016). « Efficiency of thin magnetically arrested discs around black holes ». In : *MNRAS* 462, p. 636–648. DOI : [10.1093/mnras/stw1643](https://doi.org/10.1093/mnras/stw1643).
- BAI, Xue-Ning et James M. STONE (2013). « Wind-driven Accretion in Protoplanetary Disks. I. Suppression of the Magnetorotational Instability and Launching of the Magnetocentrifugal Wind ». In : *ApJ* 769, 76, p. 76. DOI : [10.1088/0004-637X/769/1/76](https://doi.org/10.1088/0004-637X/769/1/76). arXiv : [1301.0318](https://arxiv.org/abs/1301.0318) [astro-ph.EP].
- BALBUS, Steven A. (2003). « Enhanced Angular Momentum Transport in Accretion Disks ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 41, p. 555–597. DOI : [10.1146/annurev.astro.41.081401.155207](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.41.081401.155207). arXiv : [astro-ph/0306208](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0306208) [astro-ph].
- BALBUS, Steven A. et John F. HAWLEY (1991). « A Powerful Local Shear Instability in Weakly Magnetized Disks. I. Linear Analysis ». In : *ApJ* 376, p. 214. DOI : [10.1086/170270](https://doi.org/10.1086/170270).
- BASAK, Rupal et Andrzej A. ZDZIARSKI (2016). « Spectral analysis of the XMM-Newton data of GX 339-4 in the low/hard state : disc truncation and reflection ». In : *MNRAS* 458, p. 2199–2214. DOI : [10.1093/mnras/stw420](https://doi.org/10.1093/mnras/stw420).
- BEGELMAN, M. C. (1979). « Can a spherically accreting black hole radiate very near the Eddington limit ? ». In : *MNRAS* 187, p. 237–251. DOI : [10.1093/mnras/187.2.237](https://doi.org/10.1093/mnras/187.2.237).
- BEGELMAN, Mitchell C. (2012). « Radiatively inefficient accretion : breezes, winds and hyper-accretion ». In : *MNRAS* 420, p. 2912–2923. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.20071.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.20071.x). arXiv : [1110.5356](https://arxiv.org/abs/1110.5356) [astro-ph.HE].
- BEGELMAN, Mitchell C. et Philip J. ARMITAGE (2014). « A Mechanism for Hysteresis in Black Hole Binary State Transitions ». In : *ApJ* 782, L18, p. L18. DOI : [10.1088/2041-8205/782/L18](https://doi.org/10.1088/2041-8205/782/L18). arXiv : [1401.5475](https://arxiv.org/abs/1401.5475) [astro-ph.HE].

- BEGELMAN, Mitchell C., Philip J. ARMITAGE et Christopher S. REYNOLDS (2015). « Accretion Disk Dynamo as the Trigger for X-Ray Binary State Transitions ». In : *ApJ* 809, 118, p. 118. DOI : [10.1088/0004-637X/809/2/118](https://doi.org/10.1088/0004-637X/809/2/118).
- BEGELMAN, Mitchell et Martin REES (2010). *Gravity's Fatal Attraction*.
- BELLONI, T. M., A. SANNA et M. MÉNDEZ (2012). « High-frequency quasi-periodic oscillations in black hole binaries ». In : *MNRAS* 426, p. 1701–1709. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2012.21634.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21634.x). arXiv : [1207.2311](https://arxiv.org/abs/1207.2311) [astro-ph.HE].
- BELMONT, R. (2009). « Numerical computation of isotropic Compton scattering ». In : *A&A* 506, p. 589–599. DOI : [10.1051/0004-6361/20079113](https://doi.org/10.1051/0004-6361/20079113). arXiv : [0908.2705](https://arxiv.org/abs/0908.2705) [astro-ph.HE].
- BELMONT, R., J. MALZAC et A. MARCOWITH (2008). « Simulating radiation and kinetic processes in relativistic plasmas ». In : *A&A* 491, p. 617–631. DOI : [10.1051/0004-6361:200809982](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809982). arXiv : [0808.1258](https://arxiv.org/abs/0808.1258) [astro-ph].
- BISNOVATYI-KOGAN, G. S. et R. V. E. LOVELACE (1997). « Influence of Ohmic Heating on Advection-dominated Accretion Flows ». In : *ApJ* 486, p. L43–L46. DOI : [10.1086/310826](https://doi.org/10.1086/310826). arXiv : [astro-ph/9704208](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9704208) [astro-ph].
- BLANDFORD, R. D. et A. KÖNIGL (1979). « Relativistic jets as compact radio sources. » In : *ApJ* 232, p. 34–48. DOI : [10.1086/157262](https://doi.org/10.1086/157262).
- BLANDFORD, R. D. et D. G. PAYNE (1982). « Hydromagnetic flows from accretion disks and the production of radio jets. » In : *MNRAS* 199, p. 883–903. DOI : [10.1093/mnras/199.4.883](https://doi.org/10.1093/mnras/199.4.883).
- BLANDFORD, R. D. et R. L. ZNAJEK (1977). « Electromagnetic extraction of energy from Kerr black holes. » In : *MNRAS* 179, p. 433–456. DOI : [10.1093/mnras/179.3.433](https://doi.org/10.1093/mnras/179.3.433).
- BLANDFORD, Roger D. et Mitchell C. BEGELMAN (1999). « On the fate of gas accreting at a low rate on to a black hole ». In : *MNRAS* 303, p. L1–L5. DOI : [10.1046/j.1365-8711.1999.02358.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02358.x). arXiv : [astro-ph/9809083](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9809083) [astro-ph].
- BOLTON, C. T. (1972). « Identification of Cygnus X-1 with HDE 226868 ». In : *Nature* 235, p. 271–273. DOI : [10.1038/235271b0](https://doi.org/10.1038/235271b0).
- BOWYER, S., E. T. BYRAM, T. A. CHUBB et H. FRIEDMAN (1964). « X-Ray Emission from the Direction of Scorpius. » In : *AJ* 69, p. 135. DOI : [10.1086/109364](https://doi.org/10.1086/109364).
- (1965). « Cosmic X-ray Sources ». In : *Science* 147, p. 394–398. DOI : [10.1126/science.147.3656.394](https://doi.org/10.1126/science.147.3656.394).
- BURBIDGE, G. R. (1967). « Theoretical ideas concerning X-ray sources (Invited Paper). » In : *Radio Astronomy and the Galactic System*. Sous la dir. d'Hugo VAN WOERDEN. T. 31, p. 463.
- CAMERON, A. G. W. et M. MOCK (1967). « Stellar Accretion and X-ray Emission ». In : *Nature* 215, p. 464–466. DOI : [10.1038/215464a0](https://doi.org/10.1038/215464a0).
- CANNIZZO, J. K., P. GHOSH et J. C. WHEELER (1982). « Convective accretion disks and the onset of dwarf nova outbursts. » In : *ApJ* 260, p. L83–L86. DOI : [10.1086/183875](https://doi.org/10.1086/183875).
- CAO, Xinwu (2016). « An Accretion Disk-outflow Model for Hysteretic State Transition in X-Ray Binaries ». In : *ApJ* 817, 71, p. 71. DOI : [10.3847/0004-637X/817/1/71](https://doi.org/10.3847/0004-637X/817/1/71).
- CASSE, F. et J. FERREIRA (2000a). « Magnetized accretion-ejection structures. V. Effects of entropy generation inside the disc ». In : *A&A* 361, p. 1178–1190. arXiv : [astro-ph/0008244](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0008244) [astro-ph].
- CASSE, Fabien et Jonathan FERREIRA (2000b). « Magnetized accretion-ejection structures. IV. Magnetically-driven jets from resistive, viscous, Keplerian discs ». In : *A&A* 353, p. 1115–1128. arXiv : [astro-ph/9911471](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9911471) [astro-ph].
- CASSE, Fabien et Rony KEPPENS (2002). « Magnetized Accretion-Ejection Structures : 2.5-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Continuous Ideal Jet Launching from

- Resistive Accretion Disks ». In : *ApJ* 581, p. 988–1001. DOI : [10.1086/344340](https://doi.org/10.1086/344340). arXiv : [astro-ph/0208459](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0208459) [astro-ph].
- (2004). « Radiatively Inefficient Magnetohydrodynamic Accretion-Ejection Structures ». In : *ApJ* 601, p. 90–103. DOI : [10.1086/380441](https://doi.org/10.1086/380441). arXiv : [astro-ph/0310322](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0310322) [astro-ph].
- CHAKRAVORTY, S. et al. (2016). « Magneto centrifugal winds from accretion discs around black hole binaries ». In : *Astronomische Nachrichten* 337, p. 429. DOI : [10.1002/asna.201612325](https://doi.org/10.1002/asna.201612325).
- CHEN, Xingming, Marek A. ABRAMOWICZ, Jean-Pierre LASOTA, Ramesh NARAYAN et Insu YI (1995). « Unified Description of Accretion Flows around Black Holes ». In : *ApJ* 443, p. L61. DOI : [10.1086/187836](https://doi.org/10.1086/187836). arXiv : [astro-ph/9502015](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9502015) [astro-ph].
- CHODIL, G., Hans MARK, R. RODRIGUES et C. D. SWIFT (1968). « Nova-Like Behavior of the X-Ray Source Centaurus XR-2 ». In : *ApJ* 152, p. L45. DOI : [10.1086/180175](https://doi.org/10.1086/180175).
- CLAVEL, M., J. RODRIGUEZ, S. CORBEL et M. CORIAT (2016). « Systematic spectral analysis of GX 339-4 : Influence of Galactic background and reflection models ». In : *Astronomische Nachrichten* 337, p. 435–440. DOI : [10.1002/asna.201612326](https://doi.org/10.1002/asna.201612326).
- CONTOPOULOS, Ioannis et Demosthenes KAZANAS (1998). « A Cosmic Battery ». In : *ApJ* 508, p. 859–863. DOI : [10.1086/306426](https://doi.org/10.1086/306426). arXiv : [astro-ph/9808223](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9808223) [astro-ph].
- CONTOPOULOS, J. (1995). « A Simple Type of Magnetically Driven Jets : an Astrophysical Plasma Gun ». In : *ApJ* 450, p. 616. DOI : [10.1086/176170](https://doi.org/10.1086/176170).
- CORBEL, S., R. P. FENDER, A. K. TZIOUMIS, M. NOWAK, V. MCINTYRE, P. DUROUCHOUX et R. SOOD (2000). « Coupling of the X-ray and radio emission in the black hole candidate and compact jet source GX 339-4 ». In : *A&A* 359, p. 251–268. arXiv : [astro-ph/0003460](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0003460) [astro-ph].
- CORBEL, S., M. A. NOWAK, R. P. FENDER, A. K. TZIOUMIS et S. MARKOFF (2003). « Radio/X-ray correlation in the low/hard state of GX 339-4 ». In : *A&A* 400, p. 1007–1012. DOI : [10.1051/0004-6361:20030090](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030090). arXiv : [astro-ph/0301436](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301436) [astro-ph].
- CORBEL, S., M. CORIAT, C. BROCKSOPP, A. K. TZIOUMIS, R. P. FENDER, J. A. TOMSICK, M. M. BUXTON et C. D. BAILYN (2013). « The ‘universal’ radio/X-ray flux correlation : the case study of the black hole GX 339-4 ». In : *MNRAS* 428, p. 2500–2515. DOI : [10.1093/mnras/sts215](https://doi.org/10.1093/mnras/sts215). arXiv : [1211.1600](https://arxiv.org/abs/1211.1600) [astro-ph.HE].
- CORIAT, M., R. P. FENDER et G. DUBUS (2012). « Revisiting a fundamental test of the disc instability model for X-ray binaries ». In : *MNRAS* 424, p. 1991–2001. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2012.21339.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21339.x). arXiv : [1205.5038](https://arxiv.org/abs/1205.5038) [astro-ph.HE].
- CORIAT, M., S. CORBEL, M. M. BUXTON, C. D. BAILYN, J. A. TOMSICK, E. KÖRDING et E. KALEMCI (2009). « The infrared/X-ray correlation of GX 339-4 : probing hard X-ray emission in accreting black holes ». In : *MNRAS* 400, p. 123–133. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2009.15461.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15461.x). arXiv : [0909.3283](https://arxiv.org/abs/0909.3283) [astro-ph.HE].
- CORIAT, M., S. CORBEL, L. PRAT, J. C. A. MILLER-JONES, D. CSEH, A. K. TZIOUMIS, C. BROCKSOPP, J. RODRIGUEZ, R. P. FENDER et G. R. SIVAKOFF (2011). « Radiatively efficient accreting black holes in the hard state : the case study of H1743-322 ». In : *MNRAS* 414, p. 677–690. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.18433.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18433.x). arXiv : [1101.5159](https://arxiv.org/abs/1101.5159) [astro-ph.HE].
- DICKEY, John M. et Felix J. LOCKMAN (1990). « H I in the galaxy. » In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 28, p. 215–261. DOI : [10.1146/annurev.aa.28.090190.001243](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.28.090190.001243).
- DONE, Chris, Marek GIERLIŃSKI et Aya KUBOTA (2007). « Modelling the behaviour of accretion flows in X-ray binaries. Everything you always wanted to know about accretion but were afraid to ask ». In : *Astronomy and Astrophysics Review* 15, p. 1–66. DOI : [10.1007/s00159-007-0006-1](https://doi.org/10.1007/s00159-007-0006-1). arXiv : [0708.0148](https://arxiv.org/abs/0708.0148) [astro-ph].

- DRAPPEAU, S. et al. (2017). « Dark jets in the soft X-ray state of black hole binaries? » In : *MNRAS* 466, p. 4272–4278. DOI : [10.1093/mnras/stw3277](https://doi.org/10.1093/mnras/stw3277).
- DUBUS, G., J. M. HAMEURY et J. P. LASOTA (2001). « The disc instability model for X-ray transients : Evidence for truncation and irradiation ». In : *A&A* 373, p. 251–271. DOI : [10.1051/0004-6361:20010632](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010632). arXiv : [astro-ph/0102237](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0102237) [[astro-ph](#)].
- DUNN, R. J. H., R. P. FENDER, E. G. KÖRDING, T. BELLONI et C. CABANAC (2010). « A global spectral study of black hole X-ray binaries ». In : *MNRAS* 403, p. 61–82. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2010.16114.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16114.x). arXiv : [0912.0142](https://arxiv.org/abs/0912.0142) [[astro-ph.HE](#)].
- EDDINGTON, A. S. (1926). *The Internal Constitution of the Stars*.
- EINSTEIN, A. (1915). *Die Feldgleichungen der Gravitation*.
- (1916). « Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie ». In : *Annalen der Physik* 354, p. 769–822. DOI : [10.1002/andp.19163540702](https://doi.org/10.1002/andp.19163540702).
- ESIN, Ann A., Jeffrey E. McCLINTOCK et Ramesh NARAYAN (1997). « Advection-Dominated Accretion and the Spectral States of Black Hole X-Ray Binaries : Application to Nova Muscae 1991 ». In : *ApJ* 489, p. 865–889. DOI : [10.1086/304829](https://doi.org/10.1086/304829). arXiv : [astro-ph/9705237](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9705237) [[astro-ph](#)].
- ESIN, Ann A., Ramesh NARAYAN, Eve OSTRICKER et Insu YI (1996). « Hot One-Temperature Accretion Flows around Black Holes ». In : *ApJ* 465, p. 312. DOI : [10.1086/177421](https://doi.org/10.1086/177421). arXiv : [astro-ph/9601074](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9601074) [[astro-ph](#)].
- FENDER, R. P. (2001). « Powerful jets from black hole X-ray binaries in low/hard X-ray states ». In : *MNRAS* 322, p. 31–42. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2001.04080.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04080.x). arXiv : [astro-ph/0008447](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0008447) [[astro-ph](#)].
- FENDER, R. P., T. M. BELLONI et E. GALLO (2004). « Towards a unified model for black hole X-ray binary jets ». In : *MNRAS* 355, p. 1105–1118. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2004.08384.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08384.x). arXiv : [astro-ph/0409360](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0409360) [[astro-ph](#)].
- FENDER, R. P., J. HOMAN et T. M. BELLONI (2009). « Jets from black hole X-ray binaries : testing, refining and extending empirical models for the coupling to X-rays ». In : *MNRAS* 396, p. 1370–1382. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2009.14841.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.14841.x). arXiv : [0903.5166](https://arxiv.org/abs/0903.5166) [[astro-ph.HE](#)].
- FENDER, Rob et Tomaso BELLONI (2012). « Stellar-Mass Black Holes and Ultraluminous X-ray Sources ». In : *Science* 337, p. 540. DOI : [10.1126/science.1221790](https://doi.org/10.1126/science.1221790). arXiv : [1208.1138](https://arxiv.org/abs/1208.1138) [[astro-ph.HE](#)].
- FENDER, Robert et al. (1999). « Quenching of the Radio Jet during the X-Ray High State of GX 339-4 ». In : *ApJ* 519, p. L165–L168. DOI : [10.1086/312128](https://doi.org/10.1086/312128). arXiv : [astro-ph/9905121](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9905121) [[astro-ph](#)].
- FERREIRA, J. (1997). « Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs. » In : *A&A* 319, p. 340–359. arXiv : [astro-ph/9607057](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9607057) [[astro-ph](#)].
- FERREIRA, J. et G. PELLETIER (1993a). « Magnetized accretion-ejection structures. 1. General statements ». In : *A&A* 276, p. 625.
- (1993b). « Magnetized accretion-ejection structures. II. Magnetic channeling around compact objects ». In : *A&A* 276, p. 637.
- (1995). « Magnetized accretion-ejection structures. III. Stellar and extragalactic jets as weakly dissipative disk outflows. » In : *A&A* 295, p. 807.
- FERREIRA, J., P. O. PETRUCCI, G. HENRI, L. SAUGÉ et G. PELLETIER (2006). « A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries. I. The dynamical constituents ». In : *A&A* 447, p. 813–825. DOI : [10.1051/0004-6361:20052689](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20052689). arXiv : [astro-ph/0511123](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0511123) [[astro-ph](#)].

- FERREIRA, Jonathan et Remi DEGUIRAN (2013). « What does it take to launch self-confined jets from astrophysical accretion discs ? » In : *High Energy Density Physics* 9, p. 67–74. DOI : [10.1016/j.hedp.2012.09.012](https://doi.org/10.1016/j.hedp.2012.09.012).
- FOELLM, C., P. O. PETRUCCI, J. FERREIRA et G. HENRI (2008). « A Global Energetic Model for Microquasars (GEMM) : A rich and consistent disk+jet solution ». In : *ArXiv e-prints*, arXiv :0810.0108, arXiv :0810.0108. arXiv : [0810.0108 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/0810.0108).
- FOMALONT, E. B. et B. J. GELDZAHLER (1991). « The Radio “Lobes” of Scorpius X-1 Are Unrelated Background Sources ». In : *ApJ* 383, p. 289. DOI : [10.1086/170785](https://doi.org/10.1086/170785).
- FRANCEY, R. J. et A. G. FENTON (1967). « Variability of Centaurus XR-2 ». In : *Nature* 216, p. 773–774. DOI : [10.1038/216773a0](https://doi.org/10.1038/216773a0).
- FRANK, J., A. KING et D. RAINE (1992). *Accretion power in astrophysics*.
- FRANK, Juhan, Andrew KING et Derek J. RAINE (2002). *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*.
- GALEEV, A. A., R. ROSNER et G. S. VAIANA (1979). « Structured coronae of accretion disks. » In : *ApJ* 229, p. 318–326. DOI : [10.1086/156957](https://doi.org/10.1086/156957).
- GANDHI, P. et al. (2011). « A Variable Mid-infrared Synchrotron Break Associated with the Compact Jet in GX 339-4 ». In : *ApJ* 740, L13, p. L13. DOI : [10.1088/2041-8205/740/1/L13](https://doi.org/10.1088/2041-8205/740/1/L13). arXiv : [1109.4143 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1109.4143).
- GAO, H. Q., J. L. QU, Z. ZHANG, Z. B. LI, S. ZHANG, L. CHEN, M. Y. GE, J. N. ZHOU, L. M. SONG et J. M. WANG (2014). « The type B QPO phenomena in the transient black hole candidate GX 339-4 ». In : *MNRAS* 438, p. 341–351. DOI : [10.1093/mnras/stt2197](https://doi.org/10.1093/mnras/stt2197).
- GARCÍA, J., T. DAUSER, C. S. REYNOLDS, T. R. KALLMAN, J. E. MCCLINTOCK, J. WILMS et W. EIKMANN (2013). « X-Ray Reflected Spectra from Accretion Disk Models. III. A Complete Grid of Ionized Reflection Calculations ». In : *ApJ* 768, 146, p. 146. DOI : [10.1088/0004-637X/768/2/146](https://doi.org/10.1088/0004-637X/768/2/146). arXiv : [1303.2112 \[astro-ph.HE\]](https://arxiv.org/abs/1303.2112).
- GARCÍA, Javier A., James F. STEINER, Jeffrey E. MCCLINTOCK, Ronald A. REMILLARD, Victoria GRINBERG et Thomas DAUSER (2015). « X-Ray Reflection Spectroscopy of the Black Hole GX 339-4 : Exploring the Hard State with Unprecedented Sensitivity ». In : *ApJ* 813, 84, p. 84. DOI : [10.1088/0004-637X/813/2/84](https://doi.org/10.1088/0004-637X/813/2/84).
- GIACCONI, Riccardo, Herbert GURSKY, Frank R. PAOLINI et Bruno B. ROSSI (1962). « Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System ». In : *Phys. Rev. Lett.* 9, p. 439–443. DOI : [10.1103/PhysRevLett.9.439](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.9.439).
- GIERLIŃSKI, Marek, Andrzej A. ZDZIARSKI, Juri POUTANEN, Paolo S. COPPI, Ken EBISAWA et W. Neil JOHNSON (1999). « Radiation mechanisms and geometry of Cygnus X-1 in the soft state ». In : *MNRAS* 309, p. 496–512. DOI : [10.1046/j.1365-8711.1999.02875.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02875.x). arXiv : [astro-ph/9905146 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9905146).
- GONTITAKIS, C. et J. M. HAMEURY (1993). « Constraints on the illumination model for soft X-ray transients. » In : *A&A* 271, p. 118–124.
- GRACIA, J., J. PEITZ, Ch. KELLER et M. CAMENZIND (2003). « Evolution of bimodal accretion flows ». In : *MNRAS* 344, p. 468–472. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2003.06832.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06832.x). arXiv : [astro-ph/0301113 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301113).
- GROVE, J. E., W. N. JOHNSON, R. A. KROEGER, K. McNARON-BROWN, J. G. SKIBO et B. F. PHILIPS (1998). « Gamma-Ray Spectral States of Galactic Black Hole Candidates ». In : *ApJ* 500, p. 899–908. DOI : [10.1086/305746](https://doi.org/10.1086/305746). arXiv : [astro-ph/9802242 \[astro-ph\]](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9802242).
- GUILBERT, P. W., A. C. FABIAN et M. J. REES (1983). « Spectral and variability constraints on compact sources ». In : *MNRAS* 205, p. 593–603. DOI : [10.1093/mnras/205.3.593](https://doi.org/10.1093/mnras/205.3.593).

- HAMEURY, J. M., A. R. KING et J. P. LASOTA (1986). « A model for soft X-ray transients. » In : *A&A* 162, p. 71–79.
- HAMEURY, J. M., J. P. LASOTA, C. KNIGGE et E. G. KÖRDING (2017). « Hystereses in dwarf nova outbursts and low-mass X-ray binaries ». In : *A&A* 600, A95, A95. DOI : [10.1051/0004-6361/201629953](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629953).
- HAMEURY, Jean-Marie, Kristen MENOU, Guillaume DUBUS, Jean-Pierre LASOTA et Jean-Marc HURE (1998). « Accretion disc outbursts : a new version of an old model ». In : *MNRAS* 298, p. 1048–1060. DOI : [10.1046/j.1365-8711.1998.01773.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1998.01773.x). arXiv : [astro-ph/9803242](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9803242) [[astro-ph](#)].
- HARRIES, J. R., K. G. MCCrackEN, R. J. FRANCEY et A. G. FENTON (1967). « A Strong X-ray Source in the Vicinity of the Constellation Crux ». In : *Nature* 215, p. 38–40. DOI : [10.1038/215038b0](https://doi.org/10.1038/215038b0).
- HAWLEY, John F. et Steven A. BALBUS (2002). « The Dynamical Structure of Nonradiative Black Hole Accretion Flows ». In : *ApJ* 573, p. 738–748. DOI : [10.1086/340765](https://doi.org/10.1086/340765). arXiv : [astro-ph/0203309](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0203309) [[astro-ph](#)].
- HAWLEY, John F., Charles F. GAMMIE et Steven A. BALBUS (1995). « Local Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Accretion Disks ». In : *ApJ* 440, p. 742. DOI : [10.1086/175311](https://doi.org/10.1086/175311).
- HEGER, A., C. L. FRYER, S. E. WOOSLEY, N. LANGER et D. H. HARTMANN (2003). « How Massive Single Stars End Their Life ». In : *ApJ* 591, p. 288–300. DOI : [10.1086/375341](https://doi.org/10.1086/375341). arXiv : [astro-ph/0212469](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0212469) [[astro-ph](#)].
- HEIDA, M., P. G. JONKER, M. A. P. TORRES et A. CHIAVASSA (2017). « The Mass Function of GX 339-4 from Spectroscopic Observations of Its Donor Star ». In : *ApJ* 846, 132, p. 132. DOI : [10.3847/1538-4357/aa85df](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa85df).
- HEINZ, S. et R. A. SUNYAEV (2003). « The non-linear dependence of flux on black hole mass and accretion rate in core-dominated jets ». In : *MNRAS* 343, p. L59–L64. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2003.06918.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06918.x). arXiv : [astro-ph/0305252](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0305252) [[astro-ph](#)].
- HJELLMING, R. M. et C. M. WADE (1971a). « Radio Emission from X-Ray Sources ». In : *ApJ* 168, p. L21. DOI : [10.1086/180777](https://doi.org/10.1086/180777).
- (1971b). « The Radio Sources Associated with Scorpius X-1 ». In : *ApJ* 164, p. L1. DOI : [10.1086/180680](https://doi.org/10.1086/180680).
- HOMAN, Jeroen et Tomaso BELLONI (2005). « The Evolution of Black Hole States ». In : *Ap&SS* 300, p. 107–117. DOI : [10.1007/s10509-005-1197-4](https://doi.org/10.1007/s10509-005-1197-4). arXiv : [astro-ph/0412597](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0412597) [[astro-ph](#)].
- HOMAN, Jeroen, Rudy WIJNANDS, Michiel VAN DER KLIS, Tomaso BELLONI, Jan VAN PARADIJS, Marc KLEIN-WOLT, Rob FENDER et Mariano MÉNDEZ (2001). « Correlated X-Ray Spectral and Timing Behavior of the Black Hole Candidate XTE J1550-564 : A New Interpretation of Black Hole States ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 132, p. 377–402. DOI : [10.1086/318954](https://doi.org/10.1086/318954). arXiv : [astro-ph/0001163](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0001163) [[astro-ph](#)].
- HONMA, Fumio (1996). « Global Structure of Bimodal Accretion Disks around a Black Hole ». In : *Publications of the Astronomical Society of Japan* 48, p. 77–87. DOI : [10.1093/pasj/48.1.77](https://doi.org/10.1093/pasj/48.1.77).
- HŌSHI, R. (1979). « Accretion Model for Outbursts of Dwarf Nova ». In : *Progress of Theoretical Physics* 61, p. 1307–1319. DOI : [10.1143/PTP.61.1307](https://doi.org/10.1143/PTP.61.1307).
- HUANG, Min et J. Craig WHEELER (1989). « Thermal Instability Accretion Disk Model for the X-Ray Transient A0620-00 ». In : *ApJ* 343, p. 229. DOI : [10.1086/167700](https://doi.org/10.1086/167700).
- HUBENY, I. (1990). « Vertical Structure of Accretion Disks : A Simplified Analytical Model ». In : *ApJ* 351, p. 632. DOI : [10.1086/168501](https://doi.org/10.1086/168501).

- HYNES, R. I., D. STEEGHS, J. CASARES, P. A. CHARLES et K. O'BRIEN (2003). « Dynamical Evidence for a Black Hole in GX 339-4 ». In : *ApJ* 583, p. L95–L98. DOI : [10.1086/368108](https://doi.org/10.1086/368108). arXiv : [astro-ph/0301127](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301127) [astro-ph].
- (2004). « The Distance and Interstellar Sight Line to GX 339-4 ». In : *ApJ* 609, p. 317–324. DOI : [10.1086/421014](https://doi.org/10.1086/421014). arXiv : [astro-ph/0402408](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402408) [astro-ph].
- IBRAGIMOV, Askar, Juri POUTANEN, Marat GILFANOV, Andrzej A. ZDZIARSKI et Chris R. SHRADER (2005). « Broad-band spectra of Cygnus X-1 and correlations between spectral characteristics ». In : *MNRAS* 362, p. 1435–1450. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2005.09415.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2005.09415.x). arXiv : [astro-ph/0502423](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0502423) [astro-ph].
- ICHIMARU, S. (1977). « Bimodal behavior of accretion disks : theory and application to Cygnus X-1 transitions. » In : *ApJ* 214, p. 840–855. DOI : [10.1086/155314](https://doi.org/10.1086/155314).
- JONKER, P. G. et G. NELEMANS (2004). « The distances to Galactic low-mass X-ray binaries : consequences for black hole luminosities and kicks ». In : *MNRAS* 354, p. 355–366. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2004.08193.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.08193.x). arXiv : [astro-ph/0407168](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0407168) [astro-ph].
- KATO, Shoji et Tadahiro MANMOTO (2000). « Trapped Low-Frequency Oscillations in the Transition Region between Advection-dominated Accretion Flows and Standard Disks ». In : *ApJ* 541, p. 889–897. DOI : [10.1086/309476](https://doi.org/10.1086/309476).
- KATZ, J. I. (1977). « X-rays from spherical accretion onto degenerate dwarfs. » In : *ApJ* 215, p. 265–275. DOI : [10.1086/155355](https://doi.org/10.1086/155355).
- KING, A. R., J. E. PRINGLE et M. LIVIO (2007). « Accretion disc viscosity : how big is alpha ? » In : *MNRAS* 376, p. 1740–1746. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2007.11556.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11556.x). arXiv : [astro-ph/0701803](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0701803) [astro-ph].
- KOLEHMAINEN, Mari, Chris DONE et María DÍAZ TRIGO (2014). « The soft component and the iron line as signatures of the disc inner radius in Galactic black hole binaries ». In : *MNRAS* 437, p. 316–326. DOI : [10.1093/mnras/stt1886](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1886). arXiv : [1310.1219](https://arxiv.org/abs/1310.1219) [astro-ph.HE].
- KOLJONEN, K. I. I. et al. (2015). « A Connection between Plasma Conditions near Black Hole Event Horizons and Outflow Properties ». In : *ApJ* 814, 139, p. 139. DOI : [10.1088/0004-637X/814/2/139](https://doi.org/10.1088/0004-637X/814/2/139).
- KÖRDING, Elmar G., Sebastian JESTER et Rob FENDER (2006). « Accretion states and radio loudness in active galactic nuclei : analogies with X-ray binaries ». In : *MNRAS* 372, p. 1366–1378. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2006.10954.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10954.x). arXiv : [astro-ph/0608628](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0608628) [astro-ph].
- KRUSKAL, M. et M. SCHWARZSCHILD (1954). « Some Instabilities of a Completely Ionized Plasma ». In : *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 223, p. 348–360. DOI : [10.1098/rspa.1954.0120](https://doi.org/10.1098/rspa.1954.0120).
- KYLAFIS, N. D. et T. M. BELLONI (2015). « Accretion and ejection in black-hole X-ray transients ». In : *A&A* 574, A133, A133. DOI : [10.1051/0004-6361/201425106](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201425106). arXiv : [1412.7662](https://arxiv.org/abs/1412.7662) [astro-ph.HE].
- LAPLACE, P.-S. de (1795). *Le Système du Monde*. T. 11.
- LASOTA, J. P. (1999). « ADAFs-models, observations and problems. » In : *Phys. Rep.* 311, p. 247–258. DOI : [10.1016/S0370-1573\(98\)00103-3](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(98)00103-3). arXiv : [astro-ph/9806064](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9806064) [astro-ph].
- LASOTA, J. P., R. NARAYAN et I. YI (1996). « Mechanisms for the outbursts of soft X-ray transients. » In : *A&A* 314, p. 813–820. arXiv : [astro-ph/9605011](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9605011) [astro-ph].
- LASOTA, J. P., R. S. S. VIEIRA, A. SADOWSKI, R. NARAYAN et M. A. ABRAMOWICZ (2016). « The slimming effect of advection on black-hole accretion flows ». In : *A&A* 587, A13, A13. DOI : [10.1051/0004-6361/201527636](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527636).

- LASOTA, Jean-Pierre (2001). « The disc instability model of dwarf novae and low-mass X-ray binary transients ». In : *New Astronomy Reviews* 45, p. 449–508. DOI : [10.1016/S1387-6473\(01\)00112-9](https://doi.org/10.1016/S1387-6473(01)00112-9). arXiv : [astro-ph/0102072](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0102072) [astro-ph].
- LEHE, Rémi, Ian J. PARRISH et Eliot QUATAERT (2009). « The Heating of Test Particles in Numerical Simulations of Alfvénic Turbulence ». In : *ApJ* 707, p. 404–419. DOI : [10.1088/0004-637X/707/1/404](https://doi.org/10.1088/0004-637X/707/1/404). arXiv : [0908.4078](https://arxiv.org/abs/0908.4078) [astro-ph.HE].
- LENSE, Josef et Hans THIRRING (1918). « Über den Einfluss der Eigenrotation der Zentralkörper auf die Bewegung der Planeten und Monde nach der Einsteinschen Gravitationstheorie ». In : *Physikalische Zeitschrift* 19, p. 156.
- LIANG, E. P. T. et R. H. PRICE (1977). « Accretion disk coronae and Cygnus X-1. » In : *ApJ* 218, p. 247–252. DOI : [10.1086/155677](https://doi.org/10.1086/155677).
- LIANG, E. P. et P. L. NOLAN (1984). « CYGNUS-X-1 Revisited ». In : *Space Sci. Rev.* 38, p. 353–384. DOI : [10.1007/BF00176834](https://doi.org/10.1007/BF00176834).
- LIGHTMAN, Alan P. et Douglas M. EARDLEY (1974). « Black Holes in Binary Systems : Instability of Disk Accretion ». In : *ApJ* 187, p. L1. DOI : [10.1086/181377](https://doi.org/10.1086/181377).
- LIU, Hu et Qingwen WU (2013). « Possible Origin of Radio Emission from Nonthermal Electrons in Hot Accretion Flows for Low-luminosity Active Galactic Nuclei ». In : *ApJ* 764, 17, p. 17. DOI : [10.1088/0004-637X/764/1/17](https://doi.org/10.1088/0004-637X/764/1/17). arXiv : [1212.1994](https://arxiv.org/abs/1212.1994) [astro-ph.HE].
- LIVIO, M. (1999). « Astrophysical jets : a phenomenological examination of acceleration and collimation. » In : *Phys. Rep.* 311, p. 225–245. DOI : [10.1016/S0370-1573\(98\)00102-1](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(98)00102-1).
- LIVIO, Mario, J. E. PRINGLE et A. R. KING (2003). « The Disk-Jet Connection in Microquasars and Active Galactic Nuclei ». In : *ApJ* 593, p. 184–188. DOI : [10.1086/375872](https://doi.org/10.1086/375872). arXiv : [astro-ph/0304367](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304367) [astro-ph].
- LUDLAM, R. M., J. M. MILLER et E. M. CACKETT (2015). « Reapproaching the Spin Estimate of GX 339-4 ». In : *ApJ* 806, 262, p. 262. DOI : [10.1088/0004-637X/806/2/262](https://doi.org/10.1088/0004-637X/806/2/262).
- LYNDEN-BELL, D. (1969). « Galactic Nuclei as Collapsed Old Quasars ». In : *Nature* 223, p. 690–694. DOI : [10.1038/223690a0](https://doi.org/10.1038/223690a0).
- (1996). « Magnetic collimation by accretion discs of quasars and stars ». In : *MNRAS* 279, p. 389–401. DOI : [10.1093/mnras/279.2.389](https://doi.org/10.1093/mnras/279.2.389).
- LYNDEN-BELL, D. et J. E. PRINGLE (1974). « The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables. » In : *MNRAS* 168, p. 603–637. DOI : [10.1093/mnras/168.3.603](https://doi.org/10.1093/mnras/168.3.603).
- MACCARONE, T. J. (2003). « Do X-ray binary spectral state transition luminosities vary ? » In : *A&A* 409, p. 697–706. DOI : [10.1051/0004-6361:20031146](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031146). arXiv : [astro-ph/0308036](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0308036) [astro-ph].
- MALZAC, Julien, Andrea MERLONI et Andrew C. FABIAN (2004). « Jet-disc coupling through a common energy reservoir in the black hole XTE J1118+480 ». In : *MNRAS* 351, p. 253–264. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2004.07772.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07772.x). arXiv : [astro-ph/0402674](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402674) [astro-ph].
- MANMOTO, Tadahiro et Shoji KATO (2000). « Transition from Standard Disk to Advection-dominated Accretion Flow ». In : *ApJ* 538, p. 295–306. DOI : [10.1086/309113](https://doi.org/10.1086/309113).
- MARCEL, G. et al. (2018a). « A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries. II. Observational signatures of jet-emitting disks ». In : *A&A* 615, A57, A57. DOI : [10.1051/0004-6361/201732069](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732069).
- MARCEL, G. et al. (2018b). « A unified accretion-ejection paradigm for black hole X-ray binaries. III. Spectral signatures of hybrid disk configurations ». In : *ArXiv e-prints*, arXiv :1805.12407, arXiv :1805.12407. arXiv : [1805.12407](https://arxiv.org/abs/1805.12407) [astro-ph.HE].
- MARKERT, T. H., G. W. CLARK, W. H. G. LEWIN, H. W. SCHNOPPER et G. F. SPROTT (1973a). « Highly variable X-ray source. » In : *International Astronomical Union Circular* 2483, p. 1.

- MARKERT, T. H., C. R. CANIZARES, G. W. CLARK, W. H. G. LEWIN, H. W. SCHNOPPER et G. F. SPROTT (1973b). « Observations of the Highly Variable X-Ray Source GX 339-4 ». In : *ApJ* 184, p. L67. DOI : [10.1086/181290](https://doi.org/10.1086/181290).
- MARKOFF, S., H. FALCKE et R. FENDER (2001). « A jet model for the broadband spectrum of XTE J1118+480. Synchrotron emission from radio to X-rays in the Low/Hard spectral state ». In : *A&A* 372, p. L25–L28. DOI : [10.1051/0004-6361:20010420](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20010420). arXiv : [astro-ph/0010560](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010560) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- MARKOFF, Sera, Michael A. NOWAK et Jörn WILMS (2005). « Going with the Flow : Can the Base of Jets Subsume the Role of Compact Accretion Disk Coronae? ». In : *ApJ* 635, p. 1203–1216. DOI : [10.1086/497628](https://doi.org/10.1086/497628). arXiv : [astro-ph/0509028](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0509028) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- MARKOFF, Sera, Michael NOWAK, Stéphane CORBEL, Rob FENDER et Heino FALCKE (2003). « Modeling the X-ray contribution of XRB jets ». In : *New Astronomy Reviews* 47, p. 491–493. DOI : [10.1016/S1387-6473\(03\)00078-2](https://doi.org/10.1016/S1387-6473(03)00078-2). arXiv : [astro-ph/0301479](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0301479) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- MARSHALL, Megan D., Mark J. AVARA et Jonathan C. MCKINNEY (2018). « Angular momentum transport in thin magnetically arrested discs ». In : *MNRAS* 478, p. 1837–1843. DOI : [10.1093/mnras/sty1184](https://doi.org/10.1093/mnras/sty1184).
- MARTYNOV, D. Ya. (1971). *Course of general astrophysics. Text-book for students of astronomy*.
- MATSUOKA, M., M. ODA et Y. OGAWARA (1966). « Possible Models for X-Ray Source, SCO-X-1 ». In : *Nature* 212, p. 885–886. DOI : [10.1038/212885a0](https://doi.org/10.1038/212885a0).
- MAYER, M. et J. E. PRINGLE (2007). « Time-dependent models of two-phase accretion discs around black holes ». In : *MNRAS* 376, p. 435–456. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2007.11448.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.11448.x). arXiv : [astro-ph/0612751](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612751) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- MCCLINTOCK, Jeffrey E., Ramesh NARAYAN et James F. STEINER (2014). « Black Hole Spin via Continuum Fitting and the Role of Spin in Powering Transient Jets ». In : *Space Sci. Rev.* 183, p. 295–322. DOI : [10.1007/s11214-013-0003-9](https://doi.org/10.1007/s11214-013-0003-9). arXiv : [1303.1583](https://arxiv.org/abs/1303.1583) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).HE].
- MCCLINTOCK, Jeffrey E., Ramesh NARAYAN, Shane W. DAVIS, Lijun GOU, Akshay KULKARNI, Jerome A. OROSZ, Robert F. PENNA, Ronald A. REMILLARD et James F. STEINER (2011). « Measuring the spins of accreting black holes ». In : *Classical and Quantum Gravity* 28, 114009, p. 114009. DOI : [10.1088/0264-9381/28/11/114009](https://doi.org/10.1088/0264-9381/28/11/114009). arXiv : [1101.0811](https://arxiv.org/abs/1101.0811) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).HE].
- MCCONNELL, M. L. et al. (2002). « The Soft Gamma-Ray Spectral Variability of Cygnus X-1 ». In : *ApJ* 572, p. 984–995. DOI : [10.1086/340436](https://doi.org/10.1086/340436). arXiv : [astro-ph/0112326](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0112326) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- MCKINNEY, Jonathan C., Alexander TCHEKHOVSKOY et Roger D. BLANDFORD (2012). « General relativistic magnetohydrodynamic simulations of magnetically choked accretion flows around black holes ». In : *MNRAS* 423, p. 3083–3117. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2012.21074.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.21074.x). arXiv : [1201.4163](https://arxiv.org/abs/1201.4163) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).HE].
- MEIER, D. L. (2001). « The Association of Jet Production with Geometrically Thick Accretion Flows and Black Hole Rotation ». In : *ApJ* 548, p. L9–L12. DOI : [10.1086/318921](https://doi.org/10.1086/318921). arXiv : [astro-ph/0010231](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010231) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- MESZAROS, P. (1975). « A spherical accretion model of Cyg X-1 ». In : *Nature* 258, p. 583–584. DOI : [10.1038/258583a0](https://doi.org/10.1038/258583a0).
- MEYER-HOFMEISTER, E., B. F. LIU et F. MEYER (2005). « Hysteresis in spectral state transitions - a challenge for theoretical modeling ». In : *A&A* 432, p. 181–187. DOI : [10.1051/0004-6361:20041631](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20041631). arXiv : [astro-ph/0411145](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0411145) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph)].
- MEYER-HOFMEISTER, E. et F. MEYER (2014). « The relation between radio and X-ray luminosity of black hole binaries : affected by inner cool disks? ». In : *A&A* 562, A142, A142. DOI : [10.1051/0004-6361/201322423](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322423). arXiv : [1401.7525](https://arxiv.org/abs/1401.7525) [[astro-ph](https://arxiv.org/abs/astro-ph).HE].

- MEYER, F., B. F. LIU et E. MEYER-HOFMEISTER (2000). « Evaporation : The change from accretion via a thin disk to a coronal flow ». In : *A&A* 361, p. 175–188. arXiv : [astro-ph/0007091](#) [[astro-ph](#)].
- MEYER, F. et E. MEYER-HOFMEISTER (1981). « On the elusive cause of cataclysmic variable outbursts. » In : *A&A* 104, p. L10–L12.
- (1994). « Accretion disk evaporation by a coronal siphon flow. » In : *A&A* 288, p. 175–182.
- MICHELL, J. (1783). *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*.
- MILLER, J. M., C. S. REYNOLDS, A. C. FABIAN, E. M. CACKETT, G. MINIUTTI, J. RAYMOND, D. STEEGHS, R. REIS et J. HOMAN (2008). « Initial Measurements of Black Hole Spin in GX 339-4 from Suzaku Spectroscopy ». In : *ApJ* 679, p. L113. DOI : [10.1086/589446](#). arXiv : [0802.3882](#) [[astro-ph](#)].
- MILLER, J. M. et al. (2013). « NuSTAR Spectroscopy of GRS 1915+105 : Disk Reflection, Spin, and Connections to Jets ». In : *ApJ* 775, L45, p. L45. DOI : [10.1088/2041-8205/775/2/L45](#). arXiv : [1308.4669](#) [[astro-ph.HE](#)].
- MINESHIGE, Shin et J. CRAIG WHEELER (1989). « Disk-Instability Model for Soft X-Ray Transients Containing Black Holes ». In : *ApJ* 343, p. 241. DOI : [10.1086/167701](#).
- MIRABEL, I. F., L. F. RODRIGUEZ, B. CORDIER, J. PAUL et F. LEBRUN (1992). « A double-sided radio jet from the compact Galactic Centre annihilator 1E1740.7-2942 ». In : *Nature* 358, p. 215–217. DOI : [10.1038/358215a0](#).
- MORALES TEIXEIRA, Danilo, Mark J. AVARA et Jonathan C. MCKINNEY (2017). « General Relativistic Radiation Magnetohydrodynamic Simulations of Thin Magnetically Arrested Disks ». In : *ArXiv e-prints*, arXiv :1706.08982, arXiv :1706.08982. arXiv : [1706.08982](#) [[astro-ph.HE](#)].
- MORTON, Donald C. (1964). « Neutron Stars as X-Ray Sources. » In : *ApJ* 140, p. 460. DOI : [10.1086/147940](#).
- MOTTA, S., T. BELLONI et J. HOMAN (2009). « The evolution of the high-energy cut-off in the X-ray spectrum of GX 339-4 across a hard-to-soft transition ». In : *MNRAS* 400, p. 1603–1612. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2009.15566.x](#). arXiv : [0908.2451](#) [[astro-ph.HE](#)].
- MOTTA, S., T. MUÑOZ-DARIAS, P. CASELLA, T. BELLONI et J. HOMAN (2011). « Low-frequency oscillations in black holes : a spectral-timing approach to the case of GX 339-4 ». In : *MNRAS* 418, p. 2292–2307. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2011.19566.x](#). arXiv : [1108.0540](#) [[astro-ph.HE](#)].
- MUÑOZ-DARIAS, T., J. CASARES et I. G. MARTÍNEZ-PAIS (2008). « On the masses and evolutionary status of the black hole binary GX 339-4 : a twin system of XTE J1550-564 ? » In : *MNRAS* 385, p. 2205–2209. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2008.12987.x](#). arXiv : [0801.3268](#) [[astro-ph](#)].
- MUNO, Michael P., Edward H. MORGAN et Ronald A. REMILLARD (1999). « Quasi-periodic Oscillations and Spectral States in GRS 1915+105 ». In : *ApJ* 527, p. 321–340. DOI : [10.1086/308063](#).
- MURPHY, G. C., J. FERREIRA et C. ZANNI (2010). « Large scale magnetic fields in viscous resistive accretion disks. I. Ejection from weakly magnetized disks ». In : *A&A* 512, A82, A82. DOI : [10.1051/0004-6361/200912633](#). arXiv : [1003.4471](#) [[astro-ph.SR](#)].
- NANDI, A., D. DEBNATH, S. MANDAL et S. K. CHAKRABARTI (2012). « Accretion flow dynamics during the evolution of timing and spectral properties of GX 339-4 during its 2010-11 outburst ». In : *A&A* 542, A56, A56. DOI : [10.1051/0004-6361/201117844](#). arXiv : [1204.5044](#) [[astro-ph.HE](#)].

- NARAYAN, R., R. MAHADEVAN et E. QUATAERT (1998). « Advection-dominated accretion around black holes ». In : *Theory of Black Hole Accretion Disks*. Sous la dir. de M. A. ABRAMOWICZ, G. BJÖRNSSON et J. E. PRINGLE, p. 148–182. arXiv : [astro-ph/9803141](#) [astro-ph].
- NARAYAN, Ramesh (1996). « Advection-dominated Models of Luminous Accreting Black Holes ». In : *ApJ* 462, p. 136. DOI : [10.1086/177136](#). arXiv : [astro-ph/9510028](#) [astro-ph].
- NARAYAN, Ramesh et Jeffrey E. McCLINTOCK (2008). « Advection-dominated accretion and the black hole event horizon ». In : *New Astronomy Reviews* 51, p. 733–751. DOI : [10.1016/j.newar.2008.03.002](#). arXiv : [0803.0322](#) [astro-ph].
- NARAYAN, Ramesh et Insu YI (1994). « Advection-dominated Accretion : A Self-similar Solution ». In : *ApJ* 428, p. L13. DOI : [10.1086/187381](#). arXiv : [astro-ph/9403052](#) [astro-ph].
- (1995a). « Advection-dominated Accretion : Self-Similarity and Bipolar Outflows ». In : *ApJ* 444, p. 231. DOI : [10.1086/175599](#). arXiv : [astro-ph/9411058](#) [astro-ph].
- (1995b). « Advection-dominated Accretion : Underfed Black Holes and Neutron Stars ». In : *ApJ* 452, p. 710. DOI : [10.1086/176343](#). arXiv : [astro-ph/9411059](#) [astro-ph].
- NEWTON, I. (1687). *Philosophiæ Naturalis Principia Mathematica*.
- (1704). *A Treatise of the Reflexions, Refractions, Inflexions and Colours of Light*.
- NIXON, Chris, Andrew KING et Daniel PRICE (2013). « Tearing up the disc : misaligned accretion on to a binary ». In : *MNRAS* 434, p. 1946–1954. DOI : [10.1093/mnras/stt1136](#). arXiv : [1307.0010](#) [astro-ph.HE].
- NIXON, Chris et Greg SALVESEN (2014). « A physical model for state transitions in black hole X-ray binaries ». In : *MNRAS* 437, p. 3994–3999. DOI : [10.1093/mnras/stt2215](#). arXiv : [1311.2930](#) [astro-ph.HE].
- NIXON, Chris, Andrew KING, Daniel PRICE et Juhan FRANK (2012). « Tearing up the Disk : How Black Holes Accrete ». In : *ApJ* 757, L24, p. L24. DOI : [10.1088/2041-8205/757/2/L24](#). arXiv : [1209.1393](#) [astro-ph.HE].
- NOLAN, P. L., D. E. GRUBER, F. K. KNIGHT, J. L. MATTESON, L. E. PETERSON, A. M. LEVINE, W. H. G. LEWIN et F. A. PRIMINI (1982). « Observations of 12-200 KeV X-rays from GX 339-4. » In : *ApJ* 262, p. 727–731. DOI : [10.1086/160466](#).
- NOVIKOV, I. D. et K. S. THORNE (1973). « Astrophysics of black holes. » In : *Black Holes (Les Astres Occlus)*, p. 343–450.
- NOWAK, Michael A. (1995). « Toward a Unified View of Black-Hole High-Energy States ». In : *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 107, p. 1207. DOI : [10.1086/133679](#). arXiv : [astro-ph/9509046](#) [astro-ph].
- ODA, M. (1977). « CygX-1/A candidate of the black hole ». In : *Space Sci. Rev.* 20, p. 757–813. DOI : [10.1007/BF02431835](#).
- OSAKI, Y. (1974). « An Accretion Model for the Outbursts of U Geminorum Stars ». In : *Publications of the Astronomical Society of Japan* 26, p. 429.
- PARKER, M. L. et al. (2016). « NuSTAR and Swift Observations of the Very High State in GX 339-4 : Weighing the Black Hole with X-Rays ». In : *ApJ* 821, L6, p. L6. DOI : [10.3847/2041-8205/821/1/L6](#).
- PENNA, Robert F., Aleksander SĄDOWSKI, Akshay K. KULKARNI et Ramesh NARAYAN (2013). « The Shakura-Sunyaev viscosity prescription with variable α (r) ». In : *MNRAS* 428, p. 2255–2274. DOI : [10.1093/mnras/sts185](#). arXiv : [1211.0526](#) [astro-ph.HE].
- PETRUCCI, P. O., J. FERREIRA, G. HENRI, J. MALZAC et C. FOELLMY (2010). « Relevance of jet emitting disc physics to microquasars : application to Cygnus X-1 ». In : *A&A* 522, A38, A38. DOI : [10.1051/0004-6361/201014753](#). arXiv : [1007.1478](#) [astro-ph.HE].

- PETRUCCI, P. O., C. CABANAC, S. CORBEL, E. KOERDING et R. FENDER (2014). « The return to the hard state of GX 339-4 as seen by Suzaku ». In : *A&A* 564, A37, A37. DOI : [10.1051/0004-6361/201322268](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322268). arXiv : [1310.3039](https://arxiv.org/abs/1310.3039) [[astro-ph.HE](#)].
- PETRUCCI, Pierre-Olivier, Jonathan FERREIRA, Gilles HENRI et Guy PELLETIER (2008). « The role of the disc magnetization on the hysteresis behaviour of X-ray binaries ». In : *MNRAS* 385, p. L88–L92. DOI : [10.1111/j.1745-3933.2008.00439.x](https://doi.org/10.1111/j.1745-3933.2008.00439.x). arXiv : [0712.3388](https://arxiv.org/abs/0712.3388) [[astro-ph](#)].
- PLANT, D. S., R. P. FENDER, G. PONTI, T. MUÑOZ-DARIAS et M. CORIAT (2015). « The truncated and evolving inner accretion disc of the black hole GX 339-4 ». In : *A&A* 573, A120, A120. DOI : [10.1051/0004-6361/201423925](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423925). arXiv : [1309.4781](https://arxiv.org/abs/1309.4781) [[astro-ph.HE](#)].
- POUTANEN, Juri, Alexandra VELEDINA et Andrzej A. ZDZIARSKI (2018). « Doughnut strikes sandwich : the geometry of hot medium in accreting black hole X-ray binaries ». In : *A&A* 614, A79, A79. DOI : [10.1051/0004-6361/201732345](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201732345).
- POYNTING, J. H. (1903). « Radiation in the solar system : its effect on temperature and its pressure on small bodies ». In : *MNRAS* 64, p. 1.
- PRINGLE, J. E. et M. J. REES (1972). « Accretion Disc Models for Compact X-Ray Sources ». In : *A&A* 21, p. 1.
- PROTASSOV, Rostislav, David A. VAN DYK, Alanna CONNORS, Vinay L. KASHYAP et Aneta SIEMIGINOWSKA (2002). « Statistics, Handle with Care : Detecting Multiple Model Components with the Likelihood Ratio Test ». In : *ApJ* 571, p. 545–559. DOI : [10.1086/339856](https://doi.org/10.1086/339856). arXiv : [astro-ph/0201547](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0201547) [[astro-ph](#)].
- QUATAERT, Eliot et Andrei GRUZINOV (1999). « Turbulence and Particle Heating in Advection-dominated Accretion Flows ». In : *ApJ* 520, p. 248–255. DOI : [10.1086/307423](https://doi.org/10.1086/307423). arXiv : [astro-ph/9803112](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9803112) [[astro-ph](#)].
- REES, M. J., M. C. BEGELMAN, R. D. BLANDFORD et E. S. PHINNEY (1982). « Ion-supported tori and the origin of radio jets ». In : *Nature* 295, p. 17–21. DOI : [10.1038/295017a0](https://doi.org/10.1038/295017a0).
- REID, M. J., J. E. MCCLINTOCK, J. F. STEINER, D. STEEGHS, R. A. REMILLARD, V. DHAWAN et R. NARAYAN (2014). « A Parallax Distance to the Microquasar GRS 1915+105 and a Revised Estimate of its Black Hole Mass ». In : *ApJ* 796, 2, p. 2. DOI : [10.1088/0004-637X/796/1/2](https://doi.org/10.1088/0004-637X/796/1/2). arXiv : [1409.2453](https://arxiv.org/abs/1409.2453) [[astro-ph.GA](#)].
- REIS, R. C., A. C. FABIAN, R. R. ROSS, G. MINIUTTI, J. M. MILLER et C. REYNOLDS (2008). « A systematic look at the very high and low/hard state of GX339-4 : constraining the black hole spin with a new reflection model ». In : *MNRAS* 387, p. 1489–1498. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2008.13358.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13358.x). arXiv : [0804.0238](https://arxiv.org/abs/0804.0238) [[astro-ph](#)].
- REMILLARD, Ronald A. et Jeffrey E. MCCLINTOCK (2006). « X-Ray Properties of Black-Hole Binaries ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 44, p. 49–92. DOI : [10.1146/annurev.astro.44.051905.092532](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.44.051905.092532). arXiv : [astro-ph/0606352](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0606352) [[astro-ph](#)].
- RIOLS, A., F. RINCON, C. COSSU, G. LESUR, G. I. OGILVIE et P. Y. LONGARETTI (2017). « Magnetorotational dynamo chimeras. The missing link to turbulent accretion disk dynamo models? » In : *A&A* 598, A87, A87. DOI : [10.1051/0004-6361/201629285](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629285).
- RODRIGUEZ, J., P. VARNIÈRE, M. TAGGER et Ph. DUROUCHOUX (2002). « Accretion-ejection instability and QPO in black hole binaries I. Observations ». In : *A&A* 387, p. 487–496. DOI : [10.1051/0004-6361:20000524](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20000524). arXiv : [astro-ph/0203324](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0203324) [[astro-ph](#)].
- RUSSELL, D. M. et al. (2013). « Jet spectral breaks in black hole X-ray binaries ». In : *MNRAS* 429, p. 815–832. DOI : [10.1093/mnras/sts377](https://doi.org/10.1093/mnras/sts377). arXiv : [1211.1655](https://arxiv.org/abs/1211.1655) [[astro-ph.HE](#)].
- RYBICKI, George B. et Alan P. LIGHTMAN (1979). *Radiative processes in astrophysics*.

- SADOWSKI, A. (2011). « Slim accretion disks around black holes ». In : *ArXiv e-prints*, arXiv :1108.0396, arXiv :1108.0396. arXiv : [1108.0396](https://arxiv.org/abs/1108.0396) [[astro-ph.HE](#)].
- SALVESEN, Greg, Jacob B. SIMON, Philip J. ARMITAGE et Mitchell C. BEGELMAN (2016). « Accretion disc dynamo activity in local simulations spanning weak-to- strong net vertical magnetic flux regimes ». In : *MNRAS* 457, p. 857–874. DOI : [10.1093/mnras/stw029](https://doi.org/10.1093/mnras/stw029).
- SAMIMI, J., G. H. SHARE, K. WOOD, D. YENTIS, J. MEEKINS, W. D. EVANS, S. SHULMAN, E. T. BYRAM, T. A. CHUBB et H. FRIEDMAN (1979). « GX339-4 : a new black hole candidate ». In : *Nature* 278, p. 434–436. DOI : [10.1038/278434a0](https://doi.org/10.1038/278434a0).
- SANDAGE, A. et al. (1966). « On the optical identification of SCO X-1. » In : *ApJ* 146, p. 316. DOI : [10.1086/148892](https://doi.org/10.1086/148892).
- SHAKURA, N. I. et R. A. SUNYAEV (1973). « Black holes in binary systems. Observational appearance. » In : *A&A* 24, p. 337–355.
- SHAPIRO, S. L., A. P. LIGHTMAN et D. M. EARDLEY (1976). « A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1 : structure and spectrum. » In : *ApJ* 204, p. 187–199. DOI : [10.1086/154162](https://doi.org/10.1086/154162).
- SHARP, D. H. (1984). « An overview of Rayleigh-Taylor instability ». In : *Physica D Nonlinear Phenomena* 12, 3,IN1,11–10,IN10,18. DOI : [10.1016/0167-2789\(84\)90510-4](https://doi.org/10.1016/0167-2789(84)90510-4).
- SHKLOVSKII, I. S. (1968). « The Nature of the X-Ray Source Sco X-1. » In : *Soviet Ast.* 11, p. 749.
- SMAK, J. (1982). « Accretion in cataclysmic binaries. I - Modified alpha-disks with convection ». In : *Acta Astron.* 32, p. 199–211.
- (1984). « Accretion in cataclysmic binaries. IV. Accretion disks in dwarf novae. » In : *Acta Astron.* 34, p. 161–189.
- STEPANOV, Deniss et Christian FENDT (2016). « An Extensive Numerical Survey of the Correlation Between Outflow Dynamics and Accretion Disk Magnetization ». In : *ApJ* 825, 14, p. 14. DOI : [10.3847/0004-637X/825/1/14](https://doi.org/10.3847/0004-637X/825/1/14).
- STEPNEY, S. et P. W. GUILBERT (1983). « Numerical fits to important rates in high temperature astrophysical plasmas. » In : *MNRAS* 204, p. 1269–1277. DOI : [10.1093/mnras/204.4.1269](https://doi.org/10.1093/mnras/204.4.1269).
- TANANBAUM, H., H. GURSKY, E. KELLOGG, R. GIACCONI et C. JONES (1972). « Observation of a Correlated X-Ray Transition in Cygnus X-1 ». In : *ApJ* 177, p. L5. DOI : [10.1086/181042](https://doi.org/10.1086/181042).
- TETARENKO, B. E., G. R. SIVAKOFF, C. O. HEINKE et J. C. GLADSTONE (2016). « WATCHDOG : A Comprehensive All-sky Database of Galactic Black Hole X-ray Binaries ». In : *The Astrophysical Journal Supplement Series* 222, 15, p. 15. DOI : [10.3847/0067-0049/222/2/15](https://doi.org/10.3847/0067-0049/222/2/15).
- THORNE, K. S. et R. H. PRICE (1975). « Cygnus X-1 : an interpretation of the spectrum and its variability. » In : *ApJ* 195, p. L101–L105. DOI : [10.1086/181720](https://doi.org/10.1086/181720).
- TOMSICK, John A., Emrah KALEMCI, Philip KAARET, Sera MARKOFF, Stephane CORBEL, Simone MIGLIARI, Rob FENDER, Charles D. BAILYN et Michelle M. BUXTON (2008). « Broadband X-Ray Spectra of GX 339-4 and the Geometry of Accreting Black Holes in the Hard State ». In : *ApJ* 680, p. 593–601. DOI : [10.1086/587797](https://doi.org/10.1086/587797). arXiv : [0802.3357](https://arxiv.org/abs/0802.3357) [[astro-ph](#)].
- TZEFERACOS, P., A. FERRARI, A. MIGNONE, C. ZANNI, G. BODO et S. MASSAGLIA (2009). « On the magnetization of jet-launching discs ». In : *MNRAS* 400, p. 820–834. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2009.15502.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15502.x).
- VARNIÈRE, P., J. RODRIGUEZ et M. TAGGER (2002). « Accretion-ejection instability and QPO in black-hole binaries. II. Relativistic effects ». In : *A&A* 387, p. 497–506. DOI : [10.1051/0004-6361:20020401](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020401). arXiv : [astro-ph/0203325](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0203325) [[astro-ph](#)].
- VINCENTELLI, F. M., P. CASELLA, T. J. MACCARONE, P. UTTLEY, P. GANDHI, T. BELLONI, B. DE MARCO, D. M. RUSSELL, L. STELLA et K. O'BRIEN (2018). « Characterization of the

- infrared/X-ray subsecond variability for the black hole transient GX 339-4 ». In : *MNRAS* 477, p. 4524–4533. DOI : [10.1093/mnras/sty710](https://doi.org/10.1093/mnras/sty710).
- WANDEL, Amri et Edison P. LIANG (1991). « Hybrid Accretion Disks in Active Galactic Nuclei. I. Structure and Spectra ». In : *ApJ* 380, p. 84. DOI : [10.1086/170564](https://doi.org/10.1086/170564).
- WANG-JI, Jingyi, Javier A. GARCÍA, James F. STEINER, John A. TOMSICK, Fiona A. HARRISON, Cosimo BAMBI, Pierre-Olivier PETRUCCI, Jonathan FERREIRA, Susmita CHAKRAVORTY et Maïca CLAVEL (2018). « The Evolution of GX 339-4 in the Low-hard State as Seen by NuSTAR and Swift ». In : *ApJ* 855, 61, p. 61. DOI : [10.3847/1538-4357/aaa974](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaa974).
- WEBSTER, B. Louise et Paul MURDIN (1972). « Cygnus X-1-a Spectroscopic Binary with a Heavy Companion? » In : *Nature* 235, p. 37–38. DOI : [10.1038/235037a0](https://doi.org/10.1038/235037a0).
- WILMS, Jörn, Michael A. NOWAK, James B. DOVE, Robert P. FENDER et Tiziana DI MATTEO (1999). « Low-Luminosity States of the Black Hole Candidate GX 339-4. I. ASCA and Simultaneous Radio/RXTE Observations ». In : *ApJ* 522, p. 460–475. DOI : [10.1086/307622](https://doi.org/10.1086/307622). arXiv : [astro-ph/9904123](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9904123) [astro-ph].
- XIE, Fu-Guo et Feng YUAN (2012). « Radiative efficiency of hot accretion flows ». In : *MNRAS* 427, p. 1580–1586. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2012.22030.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.22030.x). arXiv : [1207.3113](https://arxiv.org/abs/1207.3113) [astro-ph.HE].
- YU, Zhaolong, Feng YUAN et Luis C. HO (2011). « On the Origin of Ultraviolet Emission and the Accretion Model of Low- luminosity Active Galactic Nuclei ». In : *ApJ* 726, 87, p. 87. DOI : [10.1088/0004-637X/726/2/87](https://doi.org/10.1088/0004-637X/726/2/87). arXiv : [1011.1962](https://arxiv.org/abs/1011.1962) [astro-ph.HE].
- YUAN, Feng (2001). « Luminous hot accretion discs ». In : *MNRAS* 324, p. 119–127. DOI : [10.1046/j.1365-8711.2001.04258.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04258.x). arXiv : [astro-ph/0009207](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0009207) [astro-ph].
- (2003). « Luminous Hot Accretion Flows : Thermal Equilibrium Curve and Thermal Stability ». In : *ApJ* 594, p. L99–L102. DOI : [10.1086/378666](https://doi.org/10.1086/378666). arXiv : [astro-ph/0305538](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0305538) [astro-ph].
- YUAN, Feng et Ramesh NARAYAN (2014). « Hot Accretion Flows Around Black Holes ». In : *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 52, p. 529–588. DOI : [10.1146/annurev-astro-082812-141003](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-082812-141003). arXiv : [1401.0586](https://arxiv.org/abs/1401.0586) [astro-ph.HE].
- YUAN, Feng, Eliot QUATAERT et Ramesh NARAYAN (2003). « Nonthermal Electrons in Radiatively Inefficient Accretion Flow Models of Sagittarius A* ». In : *ApJ* 598, p. 301–312. DOI : [10.1086/378716](https://doi.org/10.1086/378716). arXiv : [astro-ph/0304125](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0304125) [astro-ph].
- YUAN, Feng, Maochun WU et Defu BU (2012). « Numerical Simulation of Hot Accretion Flows. I. A Large Radial Dynamical Range and the Density Profile of Accretion Flow ». In : *ApJ* 761, 129, p. 129. DOI : [10.1088/0004-637X/761/2/129](https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/2/129). arXiv : [1206.4157](https://arxiv.org/abs/1206.4157) [astro-ph.HE].
- ZANNI, C., A. FERRARI, R. ROSNER, G. BODO et S. MASSAGLIA (2007). « MHD simulations of jet acceleration from Keplerian accretion disks. The effects of disk resistivity ». In : *A&A* 469, p. 811–828. DOI : [10.1051/0004-6361:20066400](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066400). arXiv : [astro-ph/0703064](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0703064) [astro-ph].
- ZDZIARSKI, Andrzej A., Piotr LUBIŃSKI et David A. SMITH (1999). « Correlation between Compton reflection and X-ray slope in Seyferts and X-ray binaries ». In : *MNRAS* 303, p. L11–L15. DOI : [10.1046/j.1365-8711.1999.02343.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02343.x). arXiv : [astro-ph/9812215](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9812215) [astro-ph].
- ZDZIARSKI, Andrzej A., Marek GIERLIŃSKI, Joanna MIKOŁAJEWSKA, Grzegorz WARDZIŃSKI, David M. SMITH, B. Alan HARMON et Shunji KITAMOTO (2004). « GX 339-4 : the distance, state transitions, hysteresis and spectral correlations ». In : *MNRAS* 351, p. 791–807. DOI : [10.1111/j.1365-2966.2004.07830.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2004.07830.x). arXiv : [astro-ph/0402380](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0402380) [astro-ph].
- ZEL'DOVICH, Ya. B. et I. D. NOVIKOV (1971). *Theory of gravitation and the evolution of stars*.

- ZHANG, Shuang-Nan (2013). « Black hole binaries and microquasars ». In : *Frontiers of Physics* 8, p. 630–660. DOI : [10.1007/s11467-013-0306-z](https://doi.org/10.1007/s11467-013-0306-z). arXiv : [1302.5485](https://arxiv.org/abs/1302.5485) [[astro-ph.HE](#)].
- VAN PARADIJS, Jan et Frank VERBUNT (1984). « A comparison of soft x-ray transients and dwarf novae ». In : *American Institute of Physics Conference Series*. Sous la dir. de S. E. WOOSLEY. T. 115, p. 49–62. DOI : [10.1063/1.34556](https://doi.org/10.1063/1.34556).