

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité :

Astrophysique et techniques spatiales

Présentée par :

M. Jérôme RODRIGUEZ

Pour obtenir le grade de

Docteur de l'UNIVERSITÉ PARIS 6

Sujet de la thèse :

ÉTUDES SPECTRO-TEMPORELLES DE MICROQUASARS EN RAYONS X:

**Oscillations Quasi-Périodiques
et couplage accrétion-éjection.**

Soutenue le 24 septembre 2002

Devant le jury composé de :

M. Encrenaz Pierre
M. Durouchoux Philippe
M. Hameury Jean-Marie
M. Henri Gilles
M. Barret Didier
M. Tagger Michel

Président du jury
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur

REMERCIEMENTS

C'est tout d'abord le passage par l'exercice de style que constituent les remerciements : comment faire quelque chose d'original sans oublier de citer une personne? Je commencerai donc par remercier tout le monde (si, absolument tout le monde), ainsi personne ne sera lésé; quant à l'originalité

Je voudrais dire un grand merci à Philippe Durouchoux, car c'est grâce à lui que cette histoire/aventure scientifique a été possible. Un grand merci aussi pour m'avoir fait entrevoir d'autres facettes du travail de recherche comme l'organisation du workshop sur les microquasars, ou encore l'utilisation du radio télescope SEST basé au Chili.

Bien entendu, je remercie mes parents et ma sœur Cécile, pour tout le bon temps (mais pas seulement) que l'on a passé ensemble, et j'espère avoir aujourd'hui répondu aux aspirations que des parents ont pour leurs enfants. Merci à Brunehilde car elle a vécu le pire au quotidien : les deux dernières années; j'espère que ta patience n'aura pas été vaine.

Merci à Michel Tagger pour tous ses conseils scientifiques, pour cette collaboration, et pour m'avoir expliqué en détails l'AEI qui est au cœur de ce travail. Merci, de plus, d'avoir été toujours disponible, et à l'écoute de tous les petits soucis et doutes qui parsèment la vie d'un thésard. Merci pour ta bonne humeur et merci de m'avoir écouté.

Merci à Laurent Vigroux et Pierre-Olivier Lagage de m'avoir accueilli au service d'astrophysique (et de continuer à m'y accueillir dans l'avenir). Cela a été un grand plaisir de venir travailler au SAP; à ce propos je voudrais remercier Jacques Paul et Andrea Goldwurm, ainsi que toute l'équipe INTEGRAL, de me permettre d'y rester encore un certain temps.

Merci à Pierre Encrenaz de m'avoir tout d'abord accepté dans son DEA, et d'être aujourd'hui président du jury. Merci à Jean-Marie Hameury et Gilles Henri d'avoir accepté d'être rapporteurs, et d'avoir scruté ce manuscrit; vos remarques ont permis d'améliorer la qualité de ce travail. Merci à Didier Barret de m'avoir donné confiance, et d'être aujourd'hui examinateur.

Stéphane, pour cette collaboration quotidienne que nous avons eu, j'espère que ça continuera... Merci pour tous les conseils que tu m'as promulgués, ils m'ont été d'un grand secours. Thierry, j'ai beaucoup apprécié les discussions (scientifiques et autres), toutes ces dissertations et débats que nous avons pu avoir ont toujours été intellectuellement stimulants. Merci Claude de m'avoir inclus pendant deux années dans ton équipe enseignante, je souhaite un bon rétablissement à Georges. Peggy, toi aussi c'est pour bientôt, bon courage, et que notre collaboration continue encore longtemps!

Merci Geneviève, ça n'a pas toujours été facile cette préparation du workshop, je trouve que l'on ne s'en est pas trop mal tiré!! Je te souhaite plein de bonnes choses.

Voilà qu'arrive la fin de la page, et ce qui, je croyais, allait prendre peu de place semble s'étendre ad-lib, et je suis sûr de déjà oublier des gens!!! Merci à tous mes petits copains thésards et post-doc, Yaël, Christophe, Jean-Charles, Frédéric, Manuelis, et ceux que j'oublie qui ne manquerons pas de m'en vouloir!!

Merci à Cécile, Kacem et Hervé vous êtes mes plus vieux amis!!! Merci à TARACE BOULBA (tous les membres), à mes co-membres de Ti-Moun Orchestra, Jean-Pierre, Nico, Tchoubine, Laurent, Brune (encore?), et à ma flûte, c'est le meilleur des compagnons (elle au moins peut venir à La Silla).

Audrey si je ne mentionne pas ton prénom tu vas encore me martyriser sur un tatami, surtout que maintenant tu es ceinture noire!! Merci au club de Judo de Drancy, Manu, non je ne t'oublie pas (comment serait-ce possible d'ailleurs?). Gérald tu m'as redonné le goût du Judo.

Merci à mon pc de ne m'avoir pas lâché pendant la période de rédaction; ton bruit de tondeuse à gazon m'a pourtant fait avoir des sueurs froides!!!

Pour ceux qui jamais ne liront ces lignes, et qui pourtant m'ont accompagné et soutenu tout au long de ces trois ans, je voudrais remercier (liste bien entendue non-exhaustive) Charlie "Bird" Parker, John "Dizzy" Gillespie, Charles Mingus, John Coltrane, Roland Kirk, Herbie Mann, et Gil Scott-Heron. Merci à tout le premier étage du SAp d'avoir supporté les airs de be-bop et autres soli jazzistiques s'échappant de mon bureau, et se propageant à travers le couloir.

Enfin, je voudrais remercier à tous mes amis d'être des amis, et surtout de m'avoir supporté lorsque j'ai arrêté de fumer, je sais que j'ai été excécrable. Mes quatre grand-parents, pour la gentillesse et la patience dont ils ont toujours fait preuve:

Marcel, Adrienne, vous n'y croirez jamais, mais cette année j'ai suivi le tour de France (au moins un peu)!!!

Gracias a Paco y Feliza por el descubrimiento y la enseñanza de España y de su language.

Il est de bon ton de terminer sur une ouverture vers l'avenir, par conséquent je souhaite plein de bonnes choses à mon petit ami Ugo (2 ans et demi), qui a regardé la Lune à travers une lunette il n'y a pas si longtemps, et à ses parents Jean-Pierre et Tania (de grands amis).

Résumé en Français

Cette thèse est consacrée à l'étude de trois microquasars, contenant tous trois un trou noir, principalement à travers les propriétés spectrales et temporelles de leurs émissions dans le domaine des rayons X de moyenne (1–10 keV) et haute (10–200 keV) énergie.

Dans une première partie je m'attache à définir les termes et la physique de base permettant la représentation des phénomènes observés à proximité de ces objets. Du point de vue spectral, j'explique comment les rayons X proviennent de l'accrétion de matière par le trou noir. Je montre aussi, grâce à la connection multi-longueurs d'onde, comment des objets Galactiques sont le siège d'éjections sporadiques et/ou continues de matière. Je définis ensuite les outils de base de l'analyse temporelle, et explicite les termes associés.

Deux microquasars, GRO J1655–40 et GRS 1915+105, sont étudiés simultanément dans la suite. Je présente les liens existant entre oscillations quasi-périodiques (QPO) et paramètres spectraux. Je montre comment les comportements spectro-temporels de ces deux objets, bien que différents, sont compatibles avec les prédictions théoriques du modèle d'Instabilité d'Accrétion-Éjection (AEI).

Je me tourne ensuite vers un troisième objet, XTE J1550–564, et en étudie les propriétés spectro-temporelle lors d'une phase éruptive. L'évolution spectrale de la source suggère la présence de deux milieux émetteurs en X, dont la géométrie relative est changeante. A travers l'étude des propriétés spectrales des QPO, je montre que la modulation de flux est compatible avec la présence d'un point localement plus chaud en rotation dans un disque d'accrétion.

Pour finir, je commente ces résultats dans le cadre de modèles théoriques expliquant les phénomènes observés au long de cette thèse.

Abstract in English

This thesis is dedicated to the study of three microquasars, hosting a black hole, mainly through the spectral and temporal properties of their soft (1–10 keV) and hard (10–100 keV) X-ray emissions.

In a first part I define and present the useful terms and the basic physics underlying the phenomena occurring in the close vicinity of these objects. From the spectral point of view, I explain how the X-rays are produced by the accretion of matter into the black hole. I show, through the multi-wavelength studies, how these Galactic sources can be the site of discrete or continuous ejections. I then define the useful tool needed for the temporal analysis, and define the specific terms.

Two microquasars, GRO J1655–40 and GRS 1915+105, are simultaneously studied in the following part. I present the link between quasi-periodic oscillations (QPO) and spectral parameters. I show how the spectro-temporal behavior of both sources, although different, are in good agreement with the theoretical predictions of the Accretion-Ejection Instability (AEI).

I then turn toward a third object, XTE J1550–564, and study its spectro-temporal properties through a period of outburst. I point out the presence of two different X-ray emitting media, whose relative geometry may be changing through the outburst. While studying the spectral properties of QPOs, I show that the modulation is compatible with a hot point rotating in an accretion disk.

As a conclusion, I discuss these results in the framework of theoretical models explaining the observations presented along this thesis.

Table des matières

1	INTRODUCTION	1
	Partie I : BINAIRES X / MICROQUASARS : Position du problème	5
2	Définitions et Modèles de Base	7
2.1	Introduction	7
2.2	L'accrétion source de rayonnement	8
2.2.1	Moteur énergétique des binaires X	8
2.2.2	Le modèle standard de disque α	8
2.2.3	Luminosité d'Eddington	9
2.3	Modélisation des émissions X	10
2.3.1	Le disque d'accrétion responsable de la composante molle	10
2.3.2	La composante dure	11
2.4	Etats spectraux	12
2.4.1	Les états spectraux : définitions	12
2.4.2	Le modèle de flot d'accrétion dominé par l'advection	13
2.5	Sources transitoires et sources persistantes	15
2.6	Des microquasars dans notre Galaxie	15
2.6.1	Des binaires X à jets dans le plan Galactique	15
2.6.2	Jets compacts contre jets étendus	17
2.7	Conclusion : de l'intérêt des observations multi-longueurs d'onde	17
3	Variabilités rapides des binaires X, et leurs techniques de mesure	21
3.1	Introduction	21
3.2	L'analyse de Fourier : un outil fondamental de l'étude de variations rapides	22
3.2.1	Transformation de Fourier discrète	22
3.2.2	Spectre de Puissance	23
3.3	Spectres de puissance des binaires X	23
3.3.1	Bruit apériodique	24
3.3.2	Oscillations Quasi Périodiques (QPO)	24
3.4	Le Rossi X-ray Timing Explorer : un instrument dédié aux études spectro-temporelles	26
3.4.1	Le All Sky Monitor (ASM)	27
3.4.2	Le Proportionnal Counter Array (PCA)	28
3.4.3	Le High Energy X-ray Timing Experiment (HEXTE)	29
3.5	Conclusion : de l'intérêt des études spectro-temporelles	30

Partie II : Observations RXTE de GRO J1655–40 et GRS 1915+105 : approche temporelle et contraintes multi-longueurs d’onde	31
4 GRO J1655-40	33
4.1 Historique	33
4.2 Comportement de GRO J1655–40 dans les hautes énergies	35
4.2.1 Description globale des périodes d’éruptions	35
4.2.2 L’apport de RXTE : QPO de basses fréquences et état spectral	35
4.2.3 QPO de hautes fréquences	37
4.3 Approche multi-longueurs d’onde de GRO J1655–40	37
4.3.1 GRO J1655–40 : une source d’éjections superluminiques	37
4.3.2 GRO J1655–40 un trou noir dynamique	37
4.4 Paramètres généraux du système	38
5 GRS 1915+105	39
5.1 Une binaire source d’éjections superluminiques	39
5.2 Classification des émissions de rayons X	40
5.2.1 Variabilité de l’ordre de la journée	40
5.2.2 Variabilité de l’ordre de la minute et les 12 classes	40
5.2.3 Les QPO de basses fréquences : une caractéristique de l’état bas ?	43
5.3 Cycle de trente minutes et éjections périodiques	44
5.4 L’Instabilité d’Accrétion Éjection et le scénario de flot magnétique	47
5.4.1 Une instabilité dans les disques magnétisés	47
5.4.2 L’AEI et les QPO	48
5.4.3 GRS 1915+105 et le scénario de flot magnétique	49
5.5 Paramètres généraux du système	50
6 L’AEI, une source de QPO dans GRS 1915+105 et GRO 1655-40	51
6.1 Pourquoi revenir sur GRO J1655–40 et GRS 1915+105?	51
6.2 Stratégie d’approche	52
6.3 Article publié dans A&A : L’AEI et les QPO 1. Observations	52
6.4 Article publié dans A&A : L’AEI et les QPO 2. Effets relativistes	64
6.5 Conclusion	75
7 GRS 1915+105 campagne 2000 : Approche multi-longueurs d’onde	77
7.1 La plus vaste campagne d’observation multi-longueurs d’onde	77
7.2 Courbes de lumière multi-longueurs d’onde de la campagne 2000 de GRS 1915+105	78
7.2.1 Courbes de lumière X et radio : BATSE-ASM-GBI	78
7.3 Observations de GRS 1915+105 du 17 avril 2000 : corrélations multi-longueurs d’onde	79
7.4 Les états χ des 22 et 23 avril 2000	81
7.5 Conclusion	83
8 Comportements d’un QPO de basse fréquence dans GRS 1915+105	85
8.1 Introduction	85
8.2 Stratégie de recherche	85
8.3 Article publié dans A&A : Dépendance énergétique d’un QPO dans GRS 1915+105	88
8.4 Conclusion	98

Partie III : L' éruption de 2000 XTE J1550–564 : approche spectro-temporelle.	99
9 XTE J1550–564	101
9.1 Historique	101
9.2 Comportement Spectral de XTE J1550–564 lors de son éruption de 1998–1999 .	102
9.3 Variations rapides et QPO de hautes fréquences	104
9.4 Corrélations spectro-temporelles	104
9.5 Un paramètre additionnel au taux d'accrétion ?	104
9.6 Paramètres généraux de XTE J1550–564	105
10 Description du sursaut de XTE J1550-564 en Avril 2000	107
10.1 Description générale de l'éruption	107
10.2 La Campagne d'observations	109
10.3 Conclusion	109
11 Analyse PCA+HEXTE de l'éruption d'avril 2000 de XTE J1550–564	111
11.1 Spectres en énergie et résumé de l'analyse spectrale	111
11.2 Approche qualitative	112
11.3 Considérations énergétiques	120
11.4 Article de recherche soumis à ApJ : “Évolution spectrale de XTE J1550-564 durant l'éruption de 2000”	121
11.5 Conclusion : un disque et une couronne découplés à proximité du trou noir ? . .	134
12 L'évolution du QPO dans XTE J1550–564	137
12.1 Description de la méthode et observations	137
12.2 Article soumis à ApJ : Nature du QPO dans XTE J1550–564	139
12.3 Conclusion	156
Partie IV : Conclusions : apports des observations et perspectives	159
13 Synthèse des observations	161
13.1 Apports des observations spectrales	161
13.1.1 Luminosité et état spectraux des trois microquasars	161
13.1.2 Deux composantes de flot d'accrétion indépendantes?	163
13.1.3 Le disque d'accrétion	163
13.1.4 Halo Compton ou jet compact?	164
13.2 Synthèse des observations temporelles	164
13.2.1 Des QPO liés au disque d'accrétion ?	165
13.2.2 L'apport de l'AEI	165
13.3 Conclusions générales et perspectives	166
Partie V : Annexes	169
A Constantes physiques et correspondances onde corpuscule	171

B	La campagne multi-longueurs d'onde de GRS 1915+105	173
	BIBLIOGRAPHIE	173

Liste des figures

2.1	Représentation schématique d'une binaire X	12
2.2	Schéma d'une éjection discrète	16
2.3	Schéma de jet compact	18
2.4	Liens entre accréation et éjection : états spectraux et jets	19
3.1	Représentation schématique des spectres de puissance en fonction de l'état spectral	26
3.2	Schéma global de RXTE	27
4.1	Courbes de lumière BATSE et ASM et GBI de GRO J1655-40	34
5.1	Courbes de lumière multi-longueurs d'onde de GRS 1915+105	41
5.2	Les douze classes de luminosité de GRS 1915+105	42
5.3	Représentation schématique des trois états spectraux A,B,C de GRS 1915+105 . . .	44
5.4	Corrélations multi-longueurs d'onde et comportement du QPO de basse fréquence .	45
5.5	Représentation schématique de l'Instabilité d'Accréation Éjection	48
6.1	Comparaison de l'évolution de la fréquence des QPO en fonction du rayon dans GRS 1915+105 et GRO J1655-40	76
7.1	Courbes de lumière X-Radio de GRS 1915+105 en avril 2000	78
7.2	Courbes de lumière RXTE, ASCA et VLA de GRS 1915+105 le 17 avril 2000	80
7.3	Courbe de lumières RXTE et VLA de GRS 1915+105 les 22 et 23 avril 2000	82
8.1	Spectre de puissance de GRS 1915+105 le 17-04-2000	86
8.2	Spectres de puissance dynamiques de GRS 1915+105 le 17 Avril 2000	87
8.3	Dépendance en énergie de la puissance du QPO les 22 et 23 Avril	88
9.1	Champ de vue de l'environnement de XTE J1550-564 dans le visible	102
9.2	Courbes de lumière ASM de XTE J1550-564	103
10.1	Courbes de lumière ASM de XTE J1550-564 lors du sursaut de 2000	108
10.2	Evolution des taux de dureté ASM	108
11.1	"Courbes de lumière" des paramètres spectraux	112
11.2	XTE J1550-564 en 2000 : spectres de l'état dur initial	114
11.3	XTE J1550-564 en 2000 : spectres de l'état intermédiaire/très intense	117
11.4	XTE J1550-564 en 2000 : spectres de l'état dur final	119
11.5	Evolution de la luminosité de XTE J1550-564 lors de l'éruption de 2000	120
11.6	Evolution relative des paramètres spectraux de XTE J1550-564 en Avril 2000	134
12.1	Spectres de puissance typiques de XTE J1550-564 durant l'éruption de 2000	138
12.2	Evolution des QPO lors de l'éruption de 2000 de XTE J1550-564	139
12.3	Evolution de la fréquence du QPO en fonction de la luminosité	156

Liste des tableaux

2.1	Les états spectraux : paramètres de XTE J1550–564	14
3.1	Principales caractéristiques du ASM	28
3.2	Principales caractéristiques du PCA.	28
3.3	Principales caractéristiques de HEXTE.	30
4.1	Paramètres spectraux obtenus à partir de l’ajustement des spectres PCA de GRO J1655–40 lors de l’éruption de 1996–1997	36
4.2	Paramètres généraux de GRO J1655–40	38
5.1	Paramètres généraux de GRS 1915+105	50
9.1	Paramètres généraux de XTE J1550–564	105
10.1	Liste des observations de XTE J1550–564 réduites et analysées	110
13.1	Comparaison des paramètres spectraux associés aux différents (candidats) trous noirs	162
A.1	Constantes Physiques	171
A.2	Table de conversion énergie–longueur d’onde–fréquence–température de couleur . .	172

Chapitre 1

INTRODUCTION

Les objets compacts sont des objets célestes dont la densité est extrême. On regroupe généralement sous cette appellation les naines blanches, les étoiles à neutrons et les trous noirs (de toutes masses). Leur environnement spatial est un endroit où les propriétés physiques de la matière, mais aussi celles de l'espace-temps, sont fortement modifiées et influencées par la présence de l'objet : la proche banlieue de ces astres est un laboratoire de physique des champs gravitationnels intenses. Les radiations émises par la matière sont le résultat "d'expériences" (chute - éjection de matière, passages à proximité - orbites, effets de lentilles gravitationnelles, ondes gravitationnelles, etc...) réalisées à proximité ou à la surface de l'objet (pour les deux premiers types cités). L'étude de ces phénomènes permet donc d'affiner notre compréhension de la physique en observant ses manifestations dans des conditions extrêmes.

Mais pour les observer il faut des détecteurs appropriés, et si l'on connaît la lunette astronomique depuis Galilée en 1609, il faut attendre les années soixante et l'avènement de l'astronomie faite à partir de ballons stratosphériques et l'astronomie spatiale pour enfin s'affranchir du bouclier atmosphérique. On peut alors accéder aux rayons X et Gamma, au domaine ultraviolet, à certains infra rouges. Ces observations permettent de découvrir des manifestations d'une violence extrême, certaines traduisant la présence d'objets compacts; c'est le cas par exemple du quasar 3C 273 dont les jets sont découverts au début des années 1960.

La première source Galactique de rayons X découverte en 1962 (Giacconi *et al.* , 1962) est Sco X-1; son rayonnement est attribué à de la chute de matière sur l'objet compact (étoile à neutrons). Au début des années 70, l'identification de HD226868, étoile de type O, comme contrepartie optique de Cygnus X-1 (Webster & Murdin, 1972; Bolton, 1972), source X persistante et brillante découverte en 1967 (Giacconi *et al.* , 1967), ainsi que la mesure de la période orbitale du système, permettent d'estimer la masse de l'objet compact à $\sim 10 M_{\odot}$. C'est la première preuve directe de l'existence d'un objet (stellaire) d'une masse supérieure à la masse théorique limite pour les étoiles à neutrons ($3M_{\odot}$), et au-delà de laquelle l'objet est généralement nommé un "candidat trou noir" (ou plus simplement un "trou noir").

Depuis 30 ans, les progrès technologiques ont permis de développer des détecteurs de photons de hautes énergies de plus en plus performants, permettant de réaliser des instruments de plus en plus sensibles. La qualité toujours meilleure des instruments, et le nombre de données accumulés depuis ont permis de mieux comprendre l'origine des émissions de haute énergie. Ainsi, notre compréhension de Cyg X-1 a bien évolué, en partie parce que cet objet s'est révélé appartenir à une famille de sources célestes relativement nombreuse. Ces binaires X sont des systèmes binaires (Galactiques, ou extra-Galactiques bien que d'évidents problèmes de distance en limitent le nombre) contenant une étoile à neutrons ou un trou noir, c'est à dire un objet dont la masse est comprise entre 1.4 et quelques dizaines de masses solaires. Cet astre très compact

accrète la matière d'une étoile compagnon, ce qui produit une intense émission dans le domaine des rayons X (0.1–100 keV¹), mais aussi Gamma (1 MeV).

Les observations dans d'autres domaines de longueurs d'onde, ont permis de découvrir que certaines de ces sources étaient aussi le siège d'éjections violentes et rapides de matière. Par analogie morphologique, mais aussi comportementale, avec les quasars dont on pense que l'objet central est un trou noir supermassif, ces objets sont nommés microquasars (Mirabel et al. 1992).

L'objet de cette thèse est l'étude de trois microquasars à travers des observations effectuées principalement dans le domaine des rayons X d'énergie comprise entre 2 et 200 keV (0.06–6 Å). Les instruments utilisés sont des spectromètres de moyenne résolution spectrale, mais possédant des temps d'échantillonnage très courts permettant d'étudier les variations très rapides de la luminosité X. Si le flux X provient des régions proches de l'objet compact, on devrait alors pouvoir remonter à leurs constantes de temps caractéristiques. Je me focaliserai en particulier sur l'étude des oscillations quasi-périodiques (QPO) détectées dans les spectres de puissance de ces sources. A partir de l'étude de la répartition spectrale d'énergie, qui donne accès aux scénari globaux de l'évolution des sources, et de l'étude temporelle, on peut par recoupement tenter de remonter à l'origine physique des QPO. Cette approche spectro-temporelle n'est rendue possible que par l'utilisation des données provenant du satellite américain RXTE dont je présente les principales caractéristiques au chapitre 3.

Je présenterai aussi une approche multi-longueurs d'onde qui permet (en outre) d'étudier de manière plus précise les connections pouvant exister entre l'accrétion de matière qui se traduit par cette intense luminosité X, et l'éjection que l'on observe en radio et en infra rouge.

Dans ce cas l'approche spectro-temporelle permettra de contraindre de manière et implications des modèles théoriques aux observations couvrant une large bien plus forte l'origine des QPO, puisqu'alors on pourra confronter les prédictions portion du spectre électromagnétique.

Toute spécialité fait appel à des termes et notions particulières; c'est pourquoi dans une première partie (chapitre 2) je définirai et expliciterai les notions physiques, et les modèles de base couramment adoptés dans la description des binaires X et microquasars. De même, au chapitre 3, je présenterai les connaissances actuelles associées aux études temporelles, et en définirai les outils d'analyse.

Dans une seconde partie, après avoir présenté les deux sources (chapitres 4 et 5), je comparerai les comportements de QPO dans GRS 1915+105 et GRO J1655–40 par rapport à l'évolution spectrale des sources. Les résultats discutés dans un cadre théorique au chapitre 6, ont fait l'objet de publications (une partie observationnelle, une partie théorique) incluses dans le corps de cette thèse.

GRS 1915+105 a fait l'objet d'une campagne d'observations multi-longueurs d'onde en avril 2000. Ceci apporte une occasion unique de vérifier les résultats concernant les QPO trouvés précédemment, en les comparant aux contraintes multi-longueurs d'onde. La campagne et les résultats principaux concernant le couplage accrétion-éjection sont inclus au chapitre 7. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication à laquelle j'ai participé, incluse en annexe. Dans le cadre de cette campagne, je me suis plus particulièrement penché sur l'étude des QPO et ai tenté d'en établir une sorte de répartition spectrale de l'influence. Les résultats et interprétations ont été publiés et figurent avec l'article au chapitre 8.

¹Les spectres énergétiques des hautes énergies sont souvent exprimés en fonction de l'énergie des photons, plutôt qu'en longueur d'onde. Ainsi 1 keV représente l'énergie d'un photon de longueur d'onde 12 Å, où de fréquence 2.4×10^{17} Hz.

Les résultats présentés en partie 2 semblent être en accord avec un modèle théorique d'instabilité. Il est cependant important d'en vérifier la validité au sein d'autres microquasars. Un candidat très intéressant est XTE J1550–564. Cette source transitoire a effectué une éruption très brillante dans les rayons X (1.2–12 keV) en 1998 (chapitre 9). En 2000 la source est de nouveau en éruption, d'amplitude certes moins élevée, mais présentant à première vue des transitions spectrales laissant espérer une étude précise de l'évolution des milieux physiques (disque, jet, couronne, ...) proches du trou noir. Un article soumis reprenant les observations et les résultats est inséré au chapitre 11. Cette base spectrale sert de plus à l'analyse de QPO, et à l'établissement de spectre en énergie de la modulation de luminosité. Les résultats et détails de l'analyse temporelle sont soumis en tant qu'article et inclus au chapitre 12.

Dans une dernière partie, je présenterai les apports de mes observations en comparant les propriétés spectrales et les propriétés temporelles de ces trois objets. Je discuterai la validité de certains modèles et/ou représentation des microquasars, et proposerai un schéma (temporaire et simple) de fonctionnement suggéré par mes travaux. Enfin, je présenterai certains de mes projets et perspectives de recherches, qui, je l'espère, me permettront d'affiner notre compréhension des QPO, et des microquasars en général.

Première partie

BINAIRES X / MICROQUASARS : Position du problème

Chapitre 2

Définitions et Modèles de Base

2.1	Introduction	7
2.2	L'accrétion source de rayonnement	8
2.2.1	Moteur énergétique des binaires X	8
2.2.2	Le modèle standard de disque α	8
2.2.3	Luminosité d'Eddington	9
2.3	Modélisation des émissions X	10
2.3.1	Le disque d'accrétion responsable de la composante molle	10
2.3.2	La composante dure	11
2.4	Etats spectraux	12
2.4.1	Les états spectraux : définitions	12
2.4.2	Le modèle de flot d'accrétion dominé par l'advection	13
2.5	Sources transitoires et sources persistantes	15
2.6	Des microquasars dans notre Galaxie	15
2.6.1	Des binaires X à jets dans le plan Galactique	15
2.6.2	Jets compacts contre jets étendus	17
2.7	Conclusion : de l'intérêt des observations multi-longueurs d'onde	17

2.1 Introduction

On a identifié, à ce jour ¹ ~ 300 binaires X. Ce terme générique masque en réalité une grande diversité de comportements, tant du point de vue temporel – leur luminosité peut changer sur des échelles de temps très variées, de la milliseconde à l'année – que spectral : les processus de rayonnement peuvent, entre autre, dépendre du type de l'objet compact, du taux d'accrétion, du champ magnétique,....

Le but du présent chapitre est donc de présenter les processus physiques de base que l'on pense, aujourd'hui, être en action au cœur de ces systèmes, en se focalisant principalement sur ceux dont on pense qu'ils contiennent un objet compact dont la masse est (supposée être) supérieure à la limite de $3M_{\odot}$ au delà de laquelle les étoiles à neutrons ne sont plus gravitationnellement

¹Selon les catalogues publiés de Liu *et al.* (2000) et Liu *et al.* (2001) basés sur le catalogue de J. van Paradijs *et al.* (1995). Il faut y ajouter les (\sim) 5 nouvelles sources de ce type découvertes par an à l'aide de la couverture quotidienne du "moniteur du ciel entier" (ou *All Sky Monitor* et plus simplement ASM) du satellite américain RXTE (chapitre 2)

stables (objets par la suite dénommés candidats trous noirs ou trous noirs), ainsi que d'en définir les termes spécifiques associés.

2.2 L'accrétion source de rayonnement

Le domaine spectral d'observation principalement étudié lors de ma thèse est le domaine des rayons X de longueurs d'ondes comprises entre $\lambda \sim 0.5 \text{ \AA}$ et $\lambda \sim 100 \text{ \AA}$. Ce domaine spectral est usuellement défini par l'énergie équivalente d'un photon suivant la formule $E = \frac{hc}{\lambda}$ et exprimé en électron-Volt (les valeurs des constantes physiques sont résumées en annexe A). C'est cette dernière unité qui sera utilisée lors de la description des phénomènes se manifestant dans le domaine des rayons X, puisque qu'ici c'est la nature corpusculaire de la lumière qui prédomine. Lors d'observations, on détectera en effet chaque photon par son interaction avec le détecteur (effet photoélectrique, effet compton). Ainsi le domaine spectral précédemment cité correspond au domaine d'énergie compris entre 1 et $\sim 200 \text{ keV}$. Il m'arrivera aussi de m'y référer comme au domaine des hautes énergies (bien qu'il soit possible d'observer des rayons cosmiques d'énergie $10^{19} \text{ eV} \sim 1 \text{ J} !!$). Une table de correspondance énergie – longueur d'onde – fréquence – température de couleur est donnée en annexe A.

2.2.1 Moteur énergétique des binaires X

La source principale d'énergie est l'accrétion de la matière de l'étoile compagne par l'objet compact. Pour un objet de masse M , et de rayon R_* , la puissance gravitationnelle libérée par de la matière en chute est convertie en luminosité selon (Frank, King & Raine, 1992):

$$L_{acc} = \eta \times \dot{M} \times c^2 \quad (2.1)$$

où η est l'efficacité du processus, comprise entre 0.057 pour un trou noir de Schwarzschild et 0.42 pour un trou noir de Kerr en rotation maximale (Shapiro & Teukolsky 1983); \dot{M} est le taux d'accrétion, et c la célérité de la lumière.

En fonction de la masse du compagne, on pourra distinguer les binaires X de faibles masses ou **LMXB** (*Low Mass X-ray Binaries*), des binaires X de fortes masses ou **HMXB** (*High Mass X-ray Binaries*). Dans le premier cas, l'étoile compagne est de faible masse (types spectraux F à M dont la masse est inférieure à $2-3 M_{\odot}$). Le transfert de matière se produit préférentiellement via un disque d'accrétion, géométriquement fin. Lorsque l'étoile remplit son lobe de Roche et le dépasse, les couches les plus externes sont arrachées et spiralent lentement vers l'objet compact. Liu *et al.* (2001) en recensent ~ 150 .

Les binaires X de fortes masses ont un compagne de masse élevée (types spectraux O ou B de masse $\geq 10 M_{\odot}$); c'est alors le fort vent stellaire qui est la principale source de matière accrétée. Le flux de matière est préférentiellement de direction radiale, mais il semble tout de même, d'après les observations (par exemple Smith *et al.* 2002), qu'un disque se forme dans les régions les plus internes du flot d'accrétion. On en compte aujourd'hui ~ 130 (Catalogue de Liu *et al.* 2000).

2.2.2 Le modèle standard de disque α

Lors du transfert par débordement du lobe de Roche, la matière nouvellement extraite du compagne conserve son moment cinétique et va se placer sur une orbite préférentielle autour

²Pour une étoile de la séquence principale.

de l'objet compact à la distance R_{circ} appelée rayon de circularisation. Les collisions et frictions internes, vont tendre à transformer l'énergie gravitationnelle en chaleur. La conservation de l'énergie assure alors la transition sur des orbites plus resserrées autour de l'objet compact. La matière spirale donc vers le centre d'accrétion.

Chaque tranche de largeur dl de disque, située à la distance R_l , de l'objet compact, peut être considérée comme étant en orbite Képlérienne autour du disque (ceci est vrai en particulier tant que $v_{radiale} \ll v_{orbitale}$). La viscosité est alors responsable du dépôt local d'énergie, contribuant ainsi au chauffage du disque dans sa globalité. Le rôle du disque est donc en quelque sorte de dissiper le moment cinétique emporté par la matière. Il va ainsi permettre l'accrétion, en transformant l'énergie mécanique des régions les plus internes en énergie rayonnée, provoquant alors leur chute.

Ce sont localement les processus visqueux qui vont gouverner la physique interne du disque. On peut écrire le couple exercé par l'anneau $[r, r + dr]$ sur l'anneau immédiatement adjacent, $[r - dr, r]$, sous la forme :

$$F = 2\pi\nu\Sigma r^3 \frac{d\Omega}{dr} \quad (2.2)$$

ν viscosité cinématique de cisaillement, Σ la densité surfacique du disque, $\frac{d\Omega}{dr}$, le gradient radial de vitesse angulaire. Shakura & Sunyaev (1973) supposent que c'est la viscosité turbulente qui va être le principal responsable du transport de moment cinétique. Cette grandeur, ν , est paramétrisée selon

$$\nu = \alpha c_s H \quad (2.3)$$

c_s étant la vitesse du son dans le plasma, H , l'épaisseur caractéristique du disque, et α un paramètre adimensionné. Le type de disque représenté par cette description est communément appelé disque- α , et représente le modèle standard de disque d'accrétion. C'est en effet aussi ce type de représentation qui est utilisé pour modéliser les disques proto-planétaires observés dans certaines phases de formation stellaire, mais aussi pour les disques larges orbitant les trous noirs supergéants, moteurs énergétiques des émissions dans le visible/ultraviolet des quasars.

On considère, dans ce modèle, que le disque est homogène dans son ensemble, même si Shakura & Sunyaev (1973) discutent la présence d'un champ magnétique dans le disque : à l'équipartition ($\alpha=1$) une structure granulaire de type solaire pourrait même se développer. Ce champ magnétique pourrait même conduire à l'existence de grumeaux localement plus chauds (Sunyaev 1973), pouvant se manifester, notamment, par des oscillations du flux de rayons X. Cette description reste cependant simpliste, l'exacte géométrie du disque étant loin d'être connue, *a fortiori* lors de ses incursions dans l'extrême proximité du trou noir. Notons, de plus, que le magnétisme pourrait introduire des instabilités de grandes échelles de tailles, comme l'instabilité Magnéto-Rotationnelle (Balbus & Hawley 1991) qui pourrait être à l'origine des grandes variations de taux d'accrétions responsables d'éruptions, ou bien l'Instabilité d'Accrétion-Ejection (Tagger & Pellat 1999), dont il sera question au cours de cette thèse.

2.2.3 Luminosité d' Eddington

On définit la Luminosité d'Eddington comme étant la luminosité à laquelle la pression de radiation due aux photons équilibre l'attraction gravitationnelle. En première approximation, on peut considérer que les radiations n'interagissent qu'avec les électrons libres. La force subie

par ces derniers à la distance r de l'émetteur peut s'écrire :

$$F_r = L \times \sigma_t / 4\pi r^2 c \quad (2.4)$$

où σ_t est la section efficace de Thomson définie par

$$\sigma_t = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2}{m_0 c^2} \quad (2.5)$$

avec m_0 masse au repos d'un électron, et e sa charge électrique. Ce sont alors les forces électrostatiques entre électrons et protons qui vont être susceptibles d'empêcher ces derniers de tomber. Pour stopper l'accrétion il faut donc contrebalancer la force d'attraction gravitationnelle agissant sur le système proton+électron, de masse $m_e + m_p \approx m_p$, s'exprimant à la distance r selon :

$$F_{grav} \approx \frac{GMm_p}{r^2} \quad (2.6)$$

où M est la masse de l'objet accrétant. Par définition donc, la luminosité d'Eddington est obtenue en égalant les relations 2.4 et 2.6, ce qui conduit à :

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_t} \quad (2.7)$$

où encore, en exprimant la masse de l'objet compact en masses solaires, et la luminosité en unités cgs.

$$L_{Edd} \approx 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{erg.s}^{-1} \quad (2.8)$$

2.3 Modélisation des émissions X

Les observations dans le domaine des rayons X ont depuis longtemps montré la nature très différente des émissions de basses (≤ 10 keV) et de hautes énergies : les spectres montrent la superposition d'au moins deux processus de rayonnement différents attribués à des milieux de natures différentes. Le modèle communément admis associe le rayonnement thermique de basse énergie à un disque d'accrétion géométriquement fin, type disque- α , et l'émission dure, de spectre dit en "loi de puissance", pourrait représenter un effet Compton inverse des photons du disque.

2.3.1 Le disque d'accrétion responsable de la composante molle

Le disque est un milieu optiquement épais; rayonnement et matière y sont en équilibre thermodynamique. Chaque anneau de largeur l du disque situé à la distance R_l du centre accrétant se comporte comme un corps noirs de température :

$$T_l = (L_{acc,l} / 4\pi R_l^2 \sigma)^{\frac{1}{4}} \quad (2.9)$$

où $L_{acc,l}$ est la luminosité rayonné par la tranche l , et σ la constante de Stefan. On peut donc modéliser le disque dans son intégralité, comme une succession de corps noirs de températures et luminosités décroissantes avec la distance au centre d'accrétion. Le spectre typique est représenté de manière schématique sur la figure 2.1. Ce modèle de "**disque multicolore**" (Mitsuda *et al.* 1984) sera largement utilisé dans les ajustements spectraux présentés dans cette thèse, et consitue le modèle de base couramment utilisé lors de l'analyse spectrale de ce type de source. Il

ne possède que deux paramètres libres: la température (de couleur) d'un bord interne du disque d'accrétion, et le rayon interne associé, qui sont ajustés de manière à représenter au mieux les spectres énergétiques d'une source.

Le disque multicolore reste cependant un modèle basique, les valeurs obtenues étant sujettes à diverses corrections, comme par exemple un effet de "durcissement" dû à la diffusion des photons mous par les électrons (Ebisawa *et al.* 1994 et les références s'y trouvant). Ceci conduira à utiliser un facteur de durcissement, noté f , avec

$$f = \frac{T_{col}}{T_{eff}}$$

T_{col} étant la température issue des ajustements spectraux, et T_{eff} la température effective.

Shimura & Takahara (1995) ont estimé que ce facteur f était compris entre 1.7 et 1.9.

Il semble de plus que la validité du modèle dans des états de très forte luminosité, lorsque la contribution non thermique (ci-dessous) domine le spectre, soit douteuse (Sobczak *et al.* 1999a, Merloni *et al.* 1999).

2.3.2 La composante dure

La partie haute énergie du spectre est généralement modélisée par une fonction en loi de puissance (avec, dans certains cas, une coupure exponentielle) où (en termes énergétiques bien que l'on puisse aussi l'écrire en termes de longueurs d'ondes ou de fréquences d'une manière similaire):

$$df(E) \propto E^{-\Gamma} dE \times \left\{ \begin{array}{ll} 1 & \text{pour } E \leq E_c \\ e^{-\frac{E-E_c}{E_f}} & \text{pour } E \geq E_c \end{array} \right\} \quad (2.10)$$

Γ est l'indice de photon, il représente la "pente" du spectre. Lorsqu'elle est présente, E_c est appelée l'énergie de coupure, et E_f donne l'énergie à laquelle le flux de la loi de puissance coupée est égal à la moitié de la luminosité à l'énergie E_c (c'est en quelque sorte l'analogue de la durée de vie dans les processus de désintégrations radio-actives). La coupure serait la signature d'une population d'électrons dont la distribution de vitesse est Maxwellienne.

Ce rayonnement, visible dans certains cas jusqu'à plus de 600 keV (Grove *et al.* 1998), est couramment attribué à un effet compton inverse des photons mous issus du disque, sur des électrons relativistes présents dans un milieu dilué (optiquement mince), très chaud, proche de l'objet compact, qui par analogie avec l'environnement solaire, est appelé couronne (Shapiro *et al.* 1976, Sunyaev & Titarchuk 1980).

La géométrie exacte de cette couronne n'est pas connue, pas plus que la géométrie relative du système disque-couronne. De plus, lorsque l'on compare le comportement de différents systèmes, tous candidats trous noirs, comme par exemple Cyg X-1, Cyg X-3, GRS 1758-258, GX 339-4, 1E 1740.7-2942, il semble que les variations spectrales y suggèrent la présence de deux flots d'accrétion évoluant de manière indépendante (Smith *et al.* 2002), en particulier au sein des systèmes abritant un compagnon de faible masse (les trois derniers cités). Cette observation impliquerait un découplage disque-couronne loin du trou noir.

Il n'est pas exclu non plus qu'une partie de ces émissions ait une autre origine; ainsi dans le cas des binaires X sources de jets de matière (les microquasars, cf. paragraphe 2.6), une partie du rayonnement X serait la "queue" haute énergie de l'émission synchrotron du jet (Markoff, Falcke & Fender 2001, Corbel & Fender 2002).

La figure 2.1 résume le fonctionnement global d'une binaire X tel qu'on le comprend actuellement. Y sont superposées les différentes distributions spectrales d'énergie associées à chacun des milieux émetteurs.

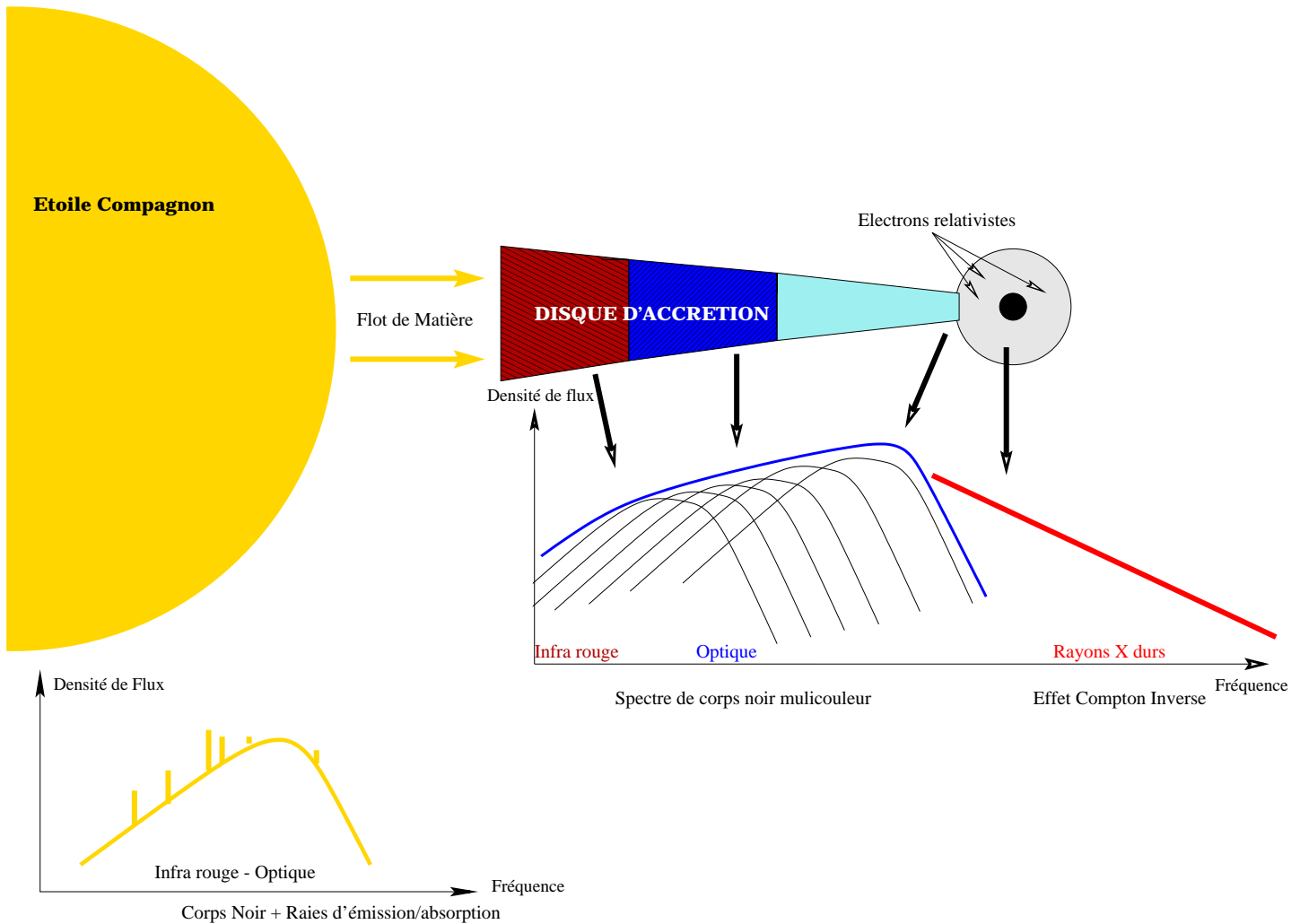


Figure 2.1: Représentation schématique d'une binaire X. L'étoile compagne, dont le spectre est de nature thermique et se manifeste dans les domaines infra rouges, visibles ou ultra violets selon sa masse, est la source de matière accrétée. Ce flot de matière s'enroule en un disque d'accrétion produisant un spectre de nature thermique dans le domaine des rayons X. On observe de plus, dans l'environnement proche du trou noir, un milieu matériel optiquement mince responsable d'une composante non thermique, habituellement attribuée à un processus Compton inverse, modélisé à l'aide d'une fonction de type loi de puissance.

2.4 Etats spectraux

2.4.1 Les états spectraux : définitions

Les observations X ont permis une classification empirique du type d'émissions X suivant 4 états spectraux canoniques regroupant l'ensemble des comportements observés jusqu'à aujourd'hui.

Cette classification, bien qu'établie à partir d'arguments spectraux, se traduit d'une manière indépendante par des comportements distincts dans le domaine temporel rapide comme nous le verrons au chapitre 3. On distingue (voir par exemple Belloni 2001, pour une revue récente) :

1. L'*état bas* ou état dur : le spectre est dominé par la composante en loi de puissance. En unité $\nu - f_\nu$ (fréquence \times densité de flux en fonction de la fréquence) les spectres sont piqués aux alentours de 100 keV. La composante thermique est faible et de température typique comprise entre 0.01-0.5 keV³ ($1.2 - 60 \times 10^4$ K).
2. L'*état intermédiaire* se situe entre l'état dur et l'état mou du point de vue des propriétés spectrales; les deux composantes contribuent pour parts égales à la luminosité globale; les spectres sont caractérisés par un excès dans les X mous. L'indice spectral est de $2 \sim 2.5$, alors que la température du disque est comprise entre 0.5 et 1 keV ($6 - 12 \times 10^5$ K).
3. L'*état mou* ou état haut: la luminosité de la composante thermique est dominante : le bord interne du disque rayonne autour de 1.5 keV et est supposé être proche de la dernière orbite stable autour du trou noir, définie par $R_{LSO} = 6 \times \frac{GM}{c^2}$ (pour un trou noir de Schwarzschild de masse M). La queue de haute énergie a un indice spectral de ~ 2.5 , et ne présente généralement pas de coupure (détectable).
4. L'*état très intense*, ou état très haut, ressemble par ses propriétés à l'état intermédiaire. Le flux y est cependant supérieur. Ici le disque est supposé ici avoir atteint sa dernière orbite stable. Sa température de couleur y est d'environ 2 keV ($\sim 2.5 \times 10^6$ K). Le flux de la source est proche de la luminosité d'Eddington. La queue haute énergie est de fort flux bien que l'indice spectral soit élevé de l'ordre de 2.5, caractérisant sa décroissance rapide avec l'énergie des photons.

On peut aussi ajouter l'état de quiescence, qui est l'état "éteint" dans lequel les sources transitoires passent la plupart de leur vie. Le spectre est dominé par la composante en loi de puissance; l'indice spectral est assez variable, comme l'illustrent les observations CHANDRA de quatre candidats trous noirs : l'indice de photon semble pouvoir prendre des valeurs très dures (1.3 – 1.5 Kong *et al.* 2002), mais aussi très molles (2.3–4, Kong *et al.* 2002, Narayan, McClintock & Yi 1996). Très peu de sources ont toutefois transité par chacun de ces états; GX 339–4, ou encore XTE J1550–564 en sont deux exemples. La plupart, en revanche, marque au moins une transition entre l'état dur et un état mou lors d'une période d'éruption. Rappelons ici l'exception constituée par l'éruption très peu lumineuse de XTE J1118+480, pendant laquelle la source est restée dans l'état bas, avec un spectre très dur.

A titre de comparaison, les principales caractéristiques spectrales de XTE J1550–564 dans chacun des états sont résumées dans le tableau 2.1.

2.4.2 Le modèle de flot d'accrétion dominé par l'advection

Dans ce modèle cohabitent un flot d'accrétion optiquement mince (semblable à la couronne), s'étendant depuis l'horizon du trou noir, jusqu'à un rayon de transition, et un disque d'accrétion

³Par abus de langage les températures seront données par leur énergie équivalente en électron-Volt. On a bien entendu $T(K) = \frac{h\nu}{k}$, où h est la constante de Planck, et k la constante de Boltzmann.

État Spectral	Température du disque (keV)	Indice spectral	Flux (2-20 keV) ^a ×10 ⁻⁷ ergs s ⁻¹ cm ⁻²	$\frac{\text{flux}_{\text{disque}}^b}{\text{flux}_{\text{total}}}$
État dur	≤ 0.4	~ 1.5	~ 0.1	/
État intermédiaire	0.5 – 0.8	2.2 – 2.4	~ 0.1	0.5-0.7
État mou	0.6-1	2.2 – 2.6	0.1 – 0.5	~ 0.8
État très intense	~ 0.5 – 3.3	2.5 – 2.7	~ 0.8 – 2.5	≤ 0.4

Tableau 2.1: Paramètres spectraux typiques de XTE J1550–564 dans les différents états (source Sobczak *et al.* 1999a pour les états mous, intermédiaires, et très intenses (éruption de 1998-1999), voir aussi le chapitre 10, pour l'état dur (éruption de 2000)). Notons que les valeurs extrêmes trouvées pour l'état très intense, correspondent au pic de luminosité du 19 09 1998, pour lequel le modèle de disque multi-couleur pourrait s'avérer non valide (Sobczak *et al.* 1999a)

^a 1 erg = 10⁻⁷ J = 1.6 × 10¹² eV.

^b Il s'agit du rapport des flux dans la bande spectrale 2-20 keV.

standard, au delà. La région interne, est un milieu très dilué où le temps de thermalisation des ions est supérieur à leur temps de chute. Leur énergie est donc advectée (“accrétée”) avec le gaz d'ions. Les électrons plus légers ont le temps de se refroidir; ils émettent alors par rayonnement de freinage, rayonnement synchrotron, ou par effet compton inverse (Esin, McClintock & Narayan 1997, et les références s'y trouvant). Ce type de modèle n'est valide que sous un taux d'accrétion critique $\dot{m}_{crit.} = 0.1$ (où $\dot{m}_{crit.} = \frac{\dot{M}}{M_{Edd}}$ paramètre adimensionné traduisant le taux d'accrétion critique rapporté au taux d'accrétion à la luminosité d'Eddington).

Ainsi, pour un taux d'accrétion \dot{m} inférieur à 10⁻³ et un rayon de transition de l'ordre de ~ 10⁴ rayons de Schwarzschild (~ 0.5 R_{\odot} pour un trou noir de 10 M_{\odot}), il est possible d'interpréter les spectres multi-longueurs d'onde des états de quiescence de V404 Cyg, A0620-00, (Narayan, McClintock & Yi 1996, Narayan, Barret & McClintock 1997), et GRO J1655–40 (Hameury *et al.* 1997).

Esin, McClintock & Narayan (1997) et Esin *et al.* (1998), ont étudié l'évolution de ce type de solutions dans des états de plus forte accrétion, et ont établi un scénario où le taux d'accrétion (et la taille de l'ADAF) gouvernent les transitions entre états, comparant leur modèle aux observations de la nova de la mouche (Esin, McClintock & Narayan 1997), puis de Cyg X–1 (Esin *et al.* 1998). Ainsi lors d'une éruption, il y a transition vers l'état dur lorsque $0.05 \leq \dot{m} \leq 0.1$. Le Rayon de transition reste supérieur à 100 fois le rayon gravitationnel ($2 \frac{GM}{c^2}$ pour un trou noir de Schwarzschild). Le spectre X provient de la comptonisation des photons du disque, qui alors que \dot{m} augmente, voit sa pente s'adoucir. Cet effet est interprété comme la signature d'un refroidissement plus efficace des électrons dû à l'augmentation du flux de photons thermiques issus du disque d'accrétion.

A taux d'accrétion plus élevé, le disque s'approche de la dernière orbite stable, et commence à dominer les émissions X molles. La région ADAF est bien moins étendue, et la pente de la loi de puissance y est abrupte. Enfin, dans l'état X mou, $\dot{m} \geq 0.1$, le disque domine les émissions, l'ADAF émettant une très faible contribution, modélisée par une loi de puissance d'indice élevé (en valeur absolue).

Notons que ce modèle n'arrive cependant pas à expliquer l'état très intense, et que le scénario présenté ne dépend que d'un seul paramètre : le taux d'accrétion, ce qui semble en contradiction avec la nécessité d'introduire un autre paramètre pour expliquer certaines transitions spectrales de XTE J1550–564 entre autre, comme nous le verrons dans la partie 3.

2.5 Sources transitoires et sources persistantes

Le balayage systématique du ciel, à l'aide d'instruments comme les *All Sky Monitors*, d'abord à bord de GINGA, puis RXTE, permettent une couverture quasi totale du ciel chaque jour. Il devient donc possible de détecter un objet dès que celui-ci devient brillant. Les sources ainsi découvertes sont nommées novae de rayons X.

On distinguera alors deux cas :

1. Les sources transitoires sont des objets vivant des périodes d'éruptions récurrentes tous les 1 à 50 ans. La courbe de lumière du sursaut peut prendre différentes formes selon les sources, mais elle se caractérise généralement par une montée de la luminosité très rapide : elle croît en quelques jours de plusieurs ordres de grandeurs. La décroissance de forme exponentielle et plus lente est généralement attribuée à une diminution progressive du taux d'accrétion; la source reste alors brillante plusieurs mois avant d'être de nouveau indétectable ($L \leq 10^{33} \text{ erg.s}^{-1} \sim 1.19 \times 10^{26} \text{ W} \sim 0.5 L_{\odot}$). Les détecteurs récents, bien plus sensibles, ont permis de montrer que ces objets possèdent une activité résiduelle : durant la majeure partie de leur vie ces sources sont dans l'état de quiescence. C'est le cas de XTE J1550-564 , GRO J1655-40 , XTE J1118+480 , par exemple.
2. Les sources persistantes, peuvent aussi vivre des périodes d'éruptions intenses, pendant lesquelles le flux va s'accroître rapidement; en revanche, elles restent toujours visibles, passant la majorité de leur vie dans des états de luminosité moyenne (états durs). C'est le cas, par exemple de Cyg X-1, GX 339-4, qui sont la plupart du temps trouvées dans un état bas, et transitent dans des états éruptifs, pendant des périodes assez variables. On pourrait y ajouter GRS 1915+105 qui, depuis sa découverte en 1992 (Castro-Tirado et al. 1992) en tant que source transitoire, est restée brillante, et semble bien se comporter comme une source persistante. La distinction n'est donc pas forcément si nette.

La raison de la persistance d'une source et de la nature transitoire d'une autre est encore inconnue. Il ne semble pas que la masse du compagnon, seule, ait un rôle important puisque certaines binaires X de fortes masses sont persistantes, et d'autres transitoires (Liu *et al.* 2000 et les références citées). La même disparité est observée dans les cas des binaires X de faibles masses (Liu *et al.* 2001).

2.6 Des microquasars dans notre Galaxie

2.6.1 Des binaires X à jets dans le plan Galactique

Les premières sources de jets relativistes sont les quasars, sources extragalactiques dont le rayonnement radio a été découvert dans les années 60. Ce rayonnement est attribué à l'émission synchrotron d'éjections de matière, modélisées sous la forme de "bulles" de plasma relativiste en expansion (van der Laan, 1966) éjectées du système, parfois à des vitesses apparemment supérieures à celle de la lumière (figure 2.2). La distribution spectrale d'énergie du rayonnement synchrotron d'une population d'électrons⁴ est habituellement modélisé sous la forme d'une loi de puissance $I(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$, où α est l'indice spectral qui, dans le cas optiquement mince, est de l'ordre de -0.6. On peut montrer alors que $dN/dE \propto E^{-p}$, avec $\alpha = \frac{p-1}{2}$, p indice de photons. C'est de α dont il s'agira par la suite lorsque je me référerai à l'indice spectral du rayonnement radio. Le

⁴L'émissivité synchrotron d'une particule chargée est inversement proportionnelle à sa masse, c'est donc le rayonnement des électrons qui va dominer les émissions

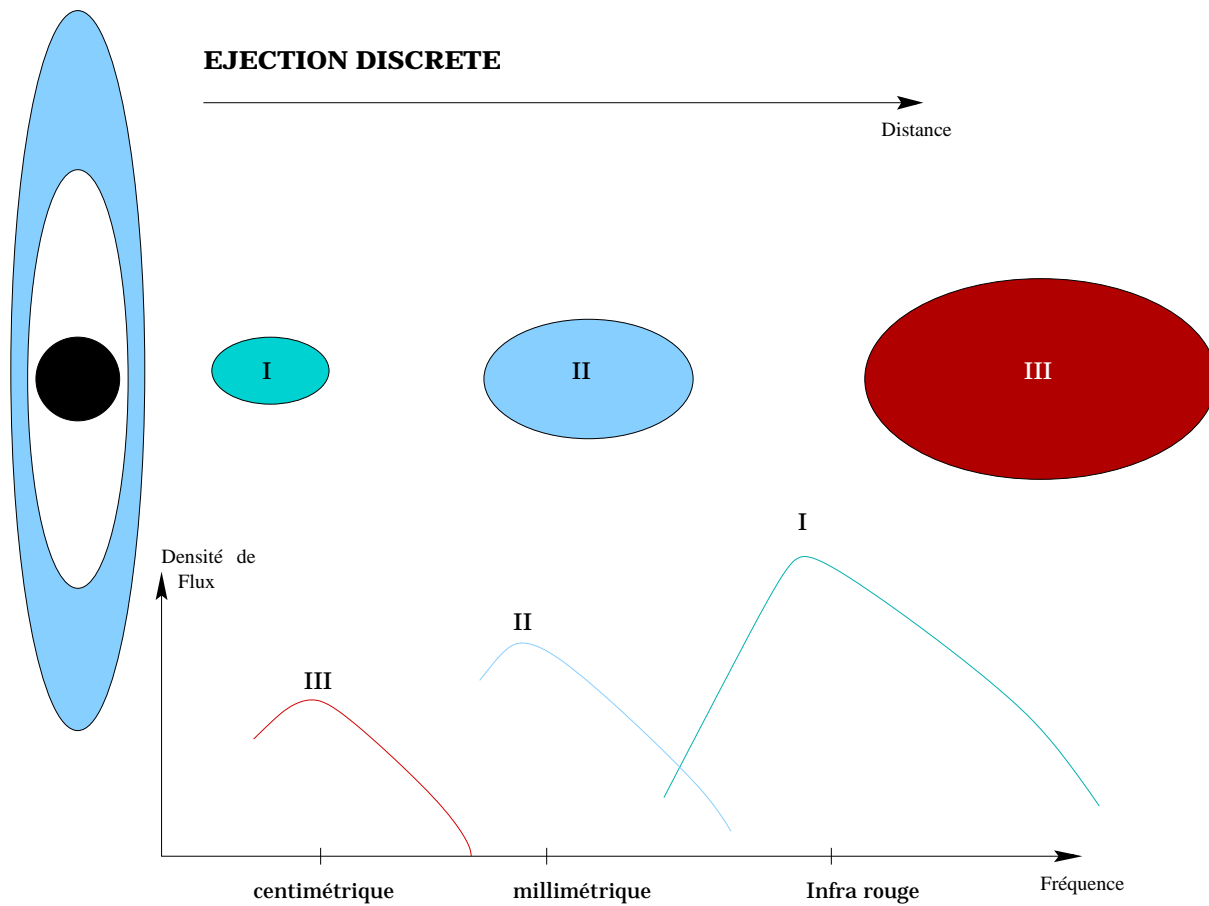


Figure 2.2: Représentation schématique du phénomène d'éjection discrète de bulles de matières au sein d'un quasar ou de certains microquasars, et spectres associés. Alors qu'une bulle éjectée à un instant $t=0$ se propage dans l'espace interstellaire, son volume s'expand, et le spectre du rayonnement synchrotron se déplace vers les basses fréquences.

mouvement “superluminique” des éjections est généralement interprété comme la signature d'une aberration relativiste (Rees 1966), traduisant des vitesses d'éjection de l'ordre d'une fraction non négligeable de la vitesse de la lumière.

La première source à jets découverte dans notre Galaxie est SS 433 (Spencer, 1979). Cependant, l'étrangeté, l'unicité, et l'incertitude liée au type de l'objet compact, n'ont pas favorisé l'analogie avec les quasars.

C'est au début des années 90, que des binaires X associées à d'intenses émissions radio, révélèrent la présence de sources de jets relativistes au sein même de notre Galaxie. Les éjections des deux premiers objets découverts, 1E 1740.7 – 2942 et GRS 1758 – 258 (Mirabel et al. 1992, Rodríguez *et al.*, 1992), ne manifestent cependant pas de caractère “superluminique”. Ici, les spectres X, très similaires à ceux de Cyg X-1, prototype du trou noir, suggèrent la présence de trous noirs plutôt que d'étoiles à neutrons. Vu la similitude des sources (l'accrétion y est la principale source d'énergie et l'éjection de matière une caractéristique commune) et le rapport des masses entre trous noirs supermassifs ($10^7 M_{\odot}$), et trous noirs stellaires ($\sim 10 M_{\odot}$), ces objets ont tout naturellement été appelés microquasars (Mirabel et al. 1992).

La première source superluminique Galactique découverte est GRS 1915+105 (Mirabel & Ro-

driguez 1994) avec un vitesse d'éjection mesurée d'environ $1.2c$ (ce qui donne une vitesse corrigée de $0.92c$ voir annexe 2). Peu après suivent GRO J1655–40 ($V_{jet} = 0.92c$ Hjellming & Rupen 1995), et XTE J1748–288 (Hjellming *et al.* 1998). Plus récemment XTE J1550–564 est venue compléter la liste (Hannikainen *et al.* 2001), avec un vitesse apparente $V = 2c$ (dans ce dernier cas l'incertitude sur la position du point source n'a cependant pas permis la correction).

2.6.2 Jets compacts contre jets étendus

Peu de sources ayant des jets superluminiques sont connues à ce jour. Quelques unes montrent des éjections de matière étendues, continues ne permettant pas d'observer d'éventuels déplacements. Leur spectre est typique de l'expansion de nuages de plasma. Il semble, en revanche, qu'un grand nombre de binaires X possèdent des jets continus, très compacts, d'extension spatiale bien moins grande que les éjections relativistes (donc bien plus difficiles à détecter, et surtout à résoudre). La signature spectrale de ces jets, est un spectre en loi de puissance, d'indice spectral positif ou nul (aussi décrit comme un "spectre plat") traduisant l'émission synchrotron d'une population d'électrons. La densité élevée du milieu le rend cependant optiquement épais, absorbant une partie de son propre rayonnement. Comme pour certaines galaxies actives, ces jets sont modélisés sous la forme d'une succession de coquilles dont le rayon s'accroît avec la distance à la base du jet (jets coniques auto-absorbés; Blandford & Königl 1979). Le spectre résultant peut-être vu comme la superposition des spectres synchrotrons donnant sa forme plate au spectre. Une représentation schématique en est donnée sur la figure 2.3.

Les deux types de jets semblent de plus associés à des états différents d'émission X. Les éjections discrètes de GRS 1915+105 semblent coïncider avec des transitions entre états (Chaty 1998; Mirabel *et al.* 1998), alors que les jets compacts ne sont présents que pendant l'état dur, et sont coupés lors de transitions vers l'état haut dans GX 339–4 (Corbel 1999a, Fender *et al.* 1999, Fender 2001), ou vers l'état intermédiaire/très intense dans XTE J1550–564 (Corbel *et al.* 2001).

L'intéressante anti-corrélation émissions radio - émissions en X-mou (Corbel 1999a), et l'association creux X mous - éjections discrètes relativistes (par exemple Mirabel *et al.* 1998; Eikenberry *et al.* 1997) ouvrent des perspectives séduisantes pour la compréhension des phénomènes d'accrétion-éjection. La couronne pouvant être comprise comme la base, ou le réservoir des jets compacts, alors que les éjections discrètes ou superluminiques, non continues, semblent coïncider avec des accroissements subits du taux d'accrétion, signatures de disparitions subites des régions internes du disque (Belloni *et al.* 1997a), ou peut être, comme nous le verrons, à l'éjection de la couronne.

La figure 2.4 résume notre connaissance des liens entre l'accrétion, paramétrée ici par le taux d'accrétion \dot{m} , et un paramètre additionnel inconnu, et les luminosités dans les domaines X et radio.

2.7 Conclusion : de l'intérêt des observations multi-longueurs d'onde

Nous avons vu comment au sein des binaires X et des microquasars chaque domaine spectral est associé à l'émission d'un milieu particulier. Il est ainsi généralement admis que les rayons X traduisent l'émission des régions les plus proches de l'objet compact. L'une d'entre elle est un disque d'accrétion émettant un rayonnement de nature thermique de température de l'ordre du million de degré Kelvin. Une autre composante du spectre haute énergie est habituellement attribuée à un effet compton inverse de photons thermiques sur des électrons relativistes. On

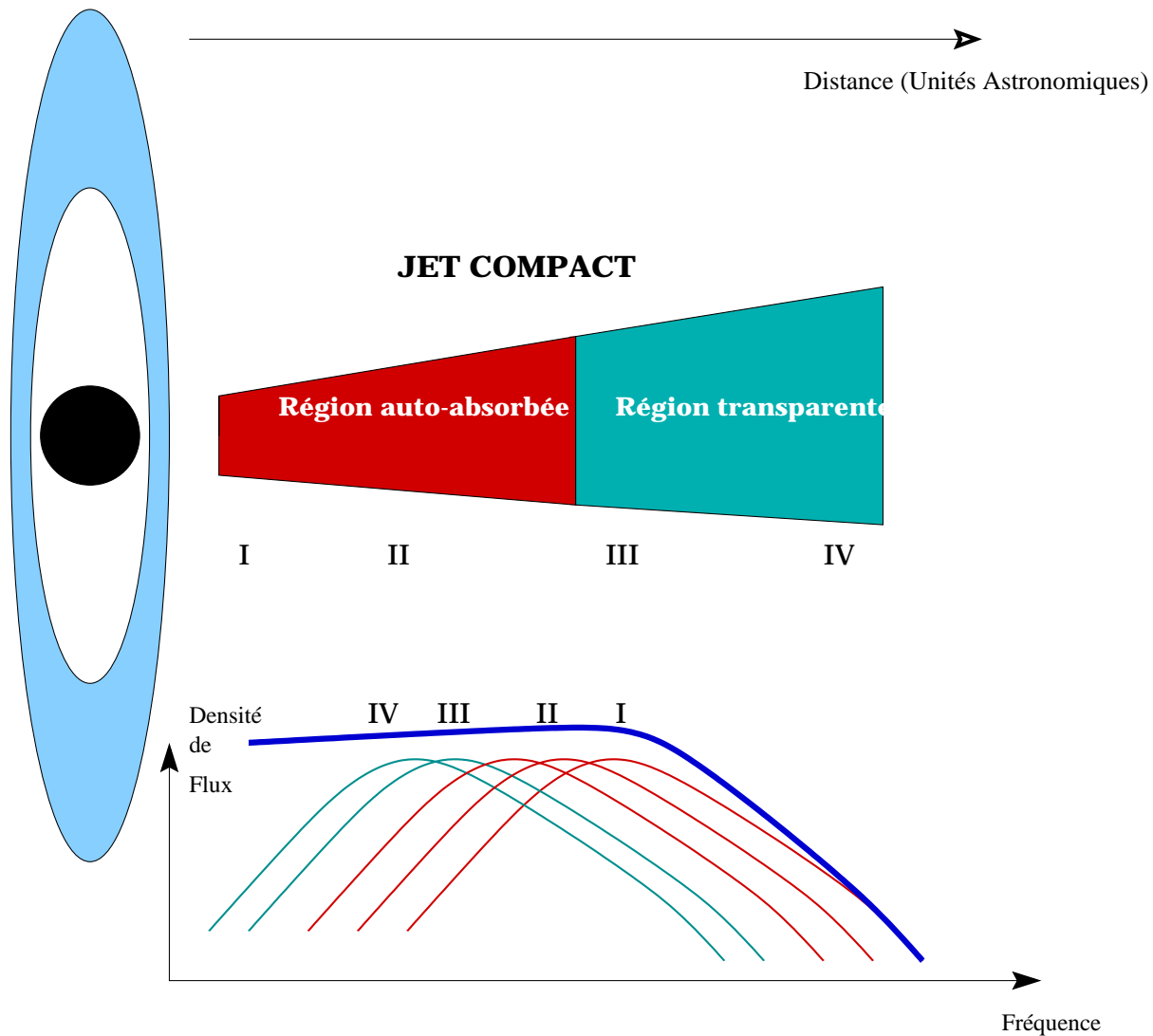


Figure 2.3: Représentation schématique d'un jet compact, avec son spectre.

représente généralement ce milieu sous la forme d'une couronne, bien que son exacte nature soit source de débats.

Lorsque l'on observe dans les domaines infrarouges, visibles et/ou UV, on pourra accéder aux propriétés spectrales de l'étoile compagnon. Lorsque celle-ci est brillante (massive), il peut être possible de mesurer la fonction de masse du système binaire, par la mesure de vitesse orbitale. A partir du spectre de l'étoile, il est possible de définir son type spectral, et donc d'en estimer sa masse. Alors, grâce à la troisième loi de Kepler, on peut remonter à une estimation de celle de l'objet compact (dépendante de l'angle d'inclinaison du système). Ces domaines peuvent cependant contenir des contributions non négligeables de milieux autres comme de la poussière ou de certaines parties du disque d'accrétion. Lorsque l'étoile compagnon est de luminosité faible, le spectre dans le visible et l'ultra-violet peut être dominé par l'émission de régions plus lointaines du disque d'accrétion.

Enfin les domaines radios et infrarouges contiennent une forte contribution de l'émission des jets de matière des microquasars, et fournissent des indices d'une importance capitale sur la

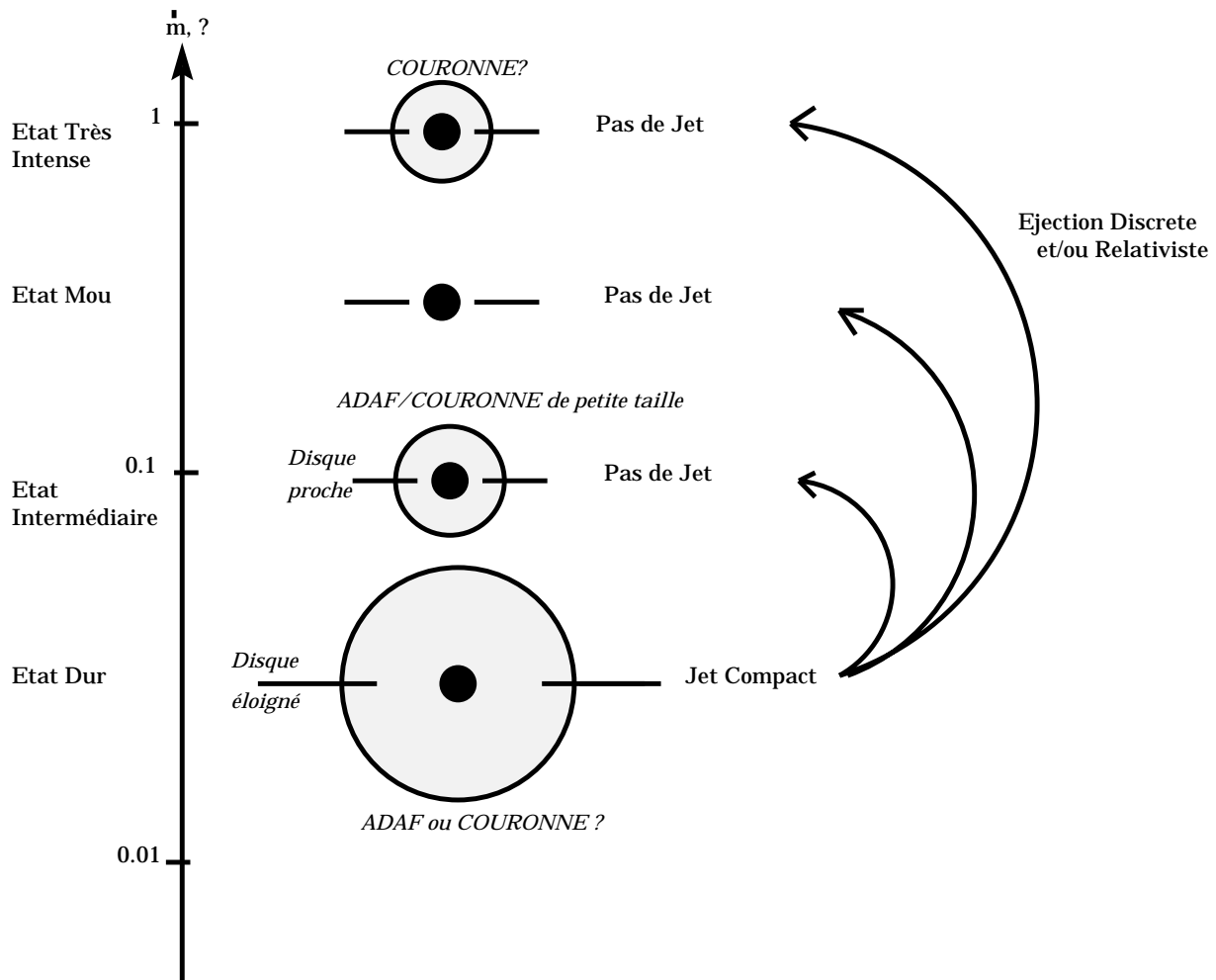


Figure 2.4: Liens entre accréation et éjection. L'échelle verticale est graduée en unités de taux d'accréation ramené au taux d'accréation à la luminosité d'Eddington (Figure adaptée de Esin, McClintock & Narayan 1997 et Fender et al. 1999. La forme sphérique de la couronne est un choix purement arbitraire, et ne représente en aucun cas un choix de symétrie adhoc pour la suite. La seule certitude au sujet de la couronne provient de l'observation d'un rayonnement X dur, que l'on attribue à une population d'électrons relativistes.

nature des éjections.

Si les lignes globales du fonctionnement des microquasars semblent bien comprises, de nombreuses questions subsistent, par exemple au niveau du milieu Compton. De même, comment un objet, qui en théorie ne peut qu'attirer de la matière, et ceci sans espoir de retour au delà du presque mythique horizon, réussit-il à éjecter l'équivalent d'une fraction (parfois très notable) de la masse de la Lune à une vitesse relativiste?

D'où viennent l'énergie et la matière éjectée?

La source de matière la plus évidente provient du flot d'accrétion issu du compagnon, mais la distance de ces systèmes et le manque de résolution (spectrale et angulaire) des instruments, ne permettent pas un suivi "visuel" du cheminement de la matière.

La source d'énergie la plus évidente est l'énergie gravitationnelle de la matière, mais comment alors la transporter depuis les régions les plus internes du disque vers des jets, sans la dépenser dans le chauffage visqueux du disque?

L'étude multi-longueurs d'onde apparaît donc comme une stratégie permettant d'étudier de possibles corrélations entre phénomènes d'accrétion et d'éjection, à travers l'observation de l'émission des différents milieux, et la réalisation de spectres à large bande, qui permettent d'affiner notre compréhension de la physique de ces milieux.

Une méthode complémentaire est l'approche temporelle, où par les suivis en temps des différents processus émissifs et à travers la recherche de similitudes, corrélations et anti-corrélations, il peut être possible de suivre le cheminement de la matière (voir par exemple les thèses de S. Chaty et S. Corbel).

Chapitre 3

Variabilités rapides des binaires X, et leurs techniques de mesure

3.1	Introduction	21
3.2	L'analyse de Fourier : un outil fondamental de l'étude de variations rapides 22	
3.2.1	Transformation de Fourier discrète	22
3.2.2	Spectre de Puissance	23
3.3	Spectres de puissance des binaires X	23
3.3.1	Bruit aperiodique	24
3.3.2	Oscillations Quasi Périodiques (QPO)	24
3.4	Le Rossi X-ray Timing Explorer : un instrument dédié aux études spectro-temporelles	26
3.4.1	Le All Sky Monitor (ASM)	27
3.4.2	Le Proportional Counter Array (PCA)	28
3.4.3	Le High Energy X-ray Timing Experiment (HEXTE)	29
3.5	Conclusion : de l'intérêt des études spectro-temporelles	30

3.1 Introduction

Les temps dynamiques caractéristiques autour des trous noirs stellaires vont traduire la compacité et l'extrême force du champ de pesanteur régnant à proximité de l'objet compact. Ainsi, si l'on considère une particule en orbite (Képlérienne) autour d'un trou noir de Schwarzschild de masse $10M_{\odot}$ (*i.e.* dont l'horizon est à environ 30 km de la singularité), la vitesse de révolution à une distance R est donnée par

$$v = \sqrt{\frac{GM_{TN}}{R}}$$

valant $\sim 0.4c$ pour R=100 km. Un temps dynamique caractéristique est donc

$$\tau \sim \sqrt{\frac{r^3}{GM_{TN}}}$$

soit $\sim 0.9ms$ ici, et une période de révolution Képlérienne de l'ordre de ~ 5 ms, soit une fréquence de ~ 200 Hz. L'étude des variabilités temporelles rapides devrait ainsi permettre un sondage

des régions les plus proches de l'objet compact. La recherche de phénomènes périodiques, ou quasi périodiques (*i.e.* des phénomènes presque périodiques, pas toujours présents, et/ou de fréquence variable) dans les courbes de lumière, apparaît donc comme d'une importance capitale, car permettant de vérifier les modèles d'accrétion en comparant leurs prédictions à des mesures temporelles apportant des contraintes sur les constantes dynamiques.

Je présente ici les techniques liées à l'analyse par transformée de Fourier du signal d'une source, avant de résumer les caractéristiques temporelles rapides des binaires X à trous noirs. Dans une dernière partie je décrirai succinctement l'observatoire X qui m'a permis de réaliser quasiment tous les travaux présentés de cette thèse : le satellite Américain RXTE.

3.2 L'analyse de Fourier : un outil fondamental de l'étude de variations rapides

3.2.1 Transformation de Fourier discrète

La transformée de Fourier d'un signal, par exemple la luminosité $L(t)$ d'une source céleste, en donne sa décomposition en une somme de termes oscillants. $L(t)$ peut ainsi s'écrire sous la forme:

$$L(t) = \frac{1}{N} \sum_{j=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} a_j e^{-i2\pi\omega_j t} \quad (3.1)$$

où a_j est le coefficient de Fourier associé à la pulsation ω_j de la transformation de Fourier du signal $L(t)$.

Ce que l'on mesure, lors d'une observation de durée T , est la discrétisation du signal continu $L(t)$. Faire une courbe de lumière d'une source revient à relever la liste des N valeurs du flux de photons $L_k = L(t_k)$ ($k = 1, \dots, N$) (valeur du taux de comptage à l'instant $t_k = kT/N$) provenant de la source pendant un intervalle de temps $\delta t = \frac{T}{N}$ (pas d'intégration souvent désigné par le terme anglais "bin"). Ce pas d'intégration correspond à la résolution temporelle de notre liste d'événements. Le signal peut alors s'écrire comme:

$$L_k = \frac{1}{N} \sum_{j=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} a_j e^{-i2\pi\omega_j t_k} \quad k = 0, \dots, N \quad (3.2)$$

où $a_j = \sum_{k=0}^{N-1} L_k e^{i2\pi\omega_j t_k}$ (van der Klis 1989, et les références s'y trouvant¹). a_j représente la corrélation entre le signal L_k , et une modulation de pulsation ω_j . Ainsi un coefficient élevé traduit une bonne corrélation entre le signal et la pulsation correspondante. En d'autres termes, des coefficients élevés indiquent des fréquences participant fortement à la reconstruction du signal en termes oscillants. On se ramène au cas limite d'un signal périodique de pulsation ω , pour lequel une seule valeur a permet d'exprimer le signal sous la forme $L(t) = a e^{-i2\pi\omega t}$.

La durée T de l'observation donne accès à la résolution fréquentielle de notre décomposition en termes de Fourier; on a $\delta\nu = \frac{1}{T}$, alors que le pas d'intégration δt donne accès à la fréquence

¹J'utilise ici la notation complexe qui permet des calculs bien plus aisés. Cette astuce mathématique introduit des termes imaginaires non nuls; or, dans notre représentation les fréquences négatives ne sont pas exclues, on a alors $\omega_{-j} = -\omega_j$, ainsi puisque L_k est réel, $a_{-j} = a_j^*$, complexe conjugué de a_j , on obtient ainsi bien un résultat réel pour la somme 3.2

de Nyquist, fréquence maximale nécessaire pour décrire complètement le signal. On a $\nu_{max} = \nu_{Nyquist} = \frac{1}{2 \times \delta t} = \frac{N}{2T}$.

3.2.2 Spectre de Puissance

Le théorème de Parseval donne accès à une représentation du signal *en terme de fréquences* ouvrant un accès à l'étude des variabilités rapides et des phénomènes périodiques des sources célestes. En effet pour un signal lumineux $L(t)$, tel que celui précédemment décrit (paragraphe 3.2.1), on a :

$$\sum_{k=0}^{N-1} |L_k|^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=-N/2}^{N/2-1} |a_j|^2 \quad (3.3)$$

Ainsi, en utilisant le fait que $a_0 = \sum_k L_k$ (nombre de coups total, ou flux lumineux total détecté, noté L_{tot} dans la suite), on montre que

$$Var(L_k) = \frac{1}{N} \sum_{j=-\frac{N}{2}, j \neq 0}^{\frac{N}{2}-1} |a_j|^2 \quad (3.4)$$

Ainsi représenter la puissance de Fourier (proportionnelle $|a_j|^2$) en fonction de la fréquence $\nu_j = \frac{\omega_j}{2\pi}$, revient à mesurer la variance du signal L_k .

Si l'on utilise la normalisation de Leahy *et al.* (1983), où la puissance P_j liée au coefficient a_j de Fourier s'exprime selon $P_j = \frac{2}{L_{tot}} |a_j|^2$, on peut réécrire l'équation 3.4 comme

$$Var(L_k) = \frac{\sum_k L_k}{N} \left(\sum_{j=1}^{N/2-1} P_j + 0.5 P_{\frac{N}{2}} \right) \quad (3.5)$$

on exprimera souvent la puissance en terme de % r.m.s. , ou % r.m.s. = $\frac{\sqrt{\frac{1}{N} Var(L_k)}}{L_{tot}}$. On a ainsi un outil permettant de caractériser l'amplitude des variations de flux par rapport à un niveau de luminosité moyen provenant de la source.

Dans la réalité, ce que l'on détecte est un signal composé de la contribution de la source, et d'une composante additionnelle traduisant le bruit de comptage statistique du flux de photons. On peut alors écrire la puissance de Fourier sous la forme $P_j = P_{j,source} + P_{j,bruit}$. Le bruit dont il s'agit ici est le bruit relevant de la nature poissonnienne de la statistique décrivant les flux de photons. La normalisation de Leahy *et al.* (1983) permet d'écrire le niveau poissonnien comme une distribution de moyenne 2, et d'écart type 2, **indépendante de la durée, ou du pas d'échantillonnage** de l'observation. Pour estimer plus précisément ce bruit (et mieux l'ôter de nos spectres de puissance), on moyenne une série de M spectres de puissance successifs, et/ou on regroupe ensembles P puissances successives. On gagnera sur la détermination de l'amplitude des variations associées à chaque fréquence, au détriment de la résolution fréquentielle du spectre de puissance.

3.3 Spectres de puissance des binaires X

Les observations réalisées dans le domaine temporel, d'abord avec EXOSAT, et GINGA, ont mis en évidence une corrélation étroite entre la variabilité à large bande fréquentielle, et

l'état spectral de la source. L'apport du satellite américain RXTE, principalement à partir des observations du PCA (voir section 3.4), est considérable tant au niveau de l'étude du continuum, aussi appelé bruit apériodique (bien qu'il s'agisse de signal provenant de la source), qu'au niveau de l'étude et l'interprétation des phénomènes périodiques, et/ou quasi-périodiques couramment observés dans les sources binaires accrétantes (trous noirs et étoiles à neutrons).

3.3.1 Bruit apériodique

La distinction en termes d'état spectraux définie au chapitre 2, trouve un écho très fort dans le domaine temporel. En effet, les états spectraux, bien que définis à partir des propriétés spectrales des sources, se manifestent aussi par des comportements bien propres des spectres de puissance (par exemple Belloni 2001, et les références citées par cet auteur). Ainsi, durant l'état dur, les sources possèdent un fort niveau de bruit (jusqu'à 60% r.m.s.), dont la forme est en général représentée par une double loi de puissance (figure 3.1), la première représentant un bruit de bande limitée (BLN, pour l'acronyme anglais *Band Limited Noise*) de forme plate. La deuxième est plus pentue, et tombe rapidement au-delà de la fréquence de coupure marquant la limite entre les deux lois, généralement située entre 1 et 10 Hz. Dans cet état aussi sont très souvent détectées des oscillations de flux dites quasi périodiques (notées QPO par la suite, voir la section 3.3.2), dont les fréquences sont comprises entre ~ 0.01 et ~ 10 Hz, et de puissances $\sim 15 - 20$ % r.m.s..

Dans les états intermédiaires et très intenses, les spectres de puissance traduisent un bruit bien moins fort (5–25 %), la forme du spectre est en généralement représentée par une loi de puissance (bien que l'on puisse aussi observer la double loi de puissance). Des QPO de basses fréquences peuvent aussi être présents, mais leur puissance est moins élevée (~ 5 %) que dans l'état bas. De plus, c'est dans ce type d'état, que des QPO de hautes fréquences sont observés au sein des systèmes abritant des trous noirs (voir ci-dessous).

Enfin l'état mou est caractérisé par un niveau très faible de bruit, bien souvent de puissance globale inférieure au niveau du bruit de Poisson du flux de photons, ce qui en traduit alors la grande constance.

Notons que la représentation est terme de loi de puissance n'est que formelle, et permet aisément d'accéder au niveau de bruit de la source. Une tendance très récente consiste à plutôt utiliser des lorentziennes très larges, certaines centrées en zéro, pour ajuster le continuum des spectres de puissance (Belloni *et al.* 2002a, Nowak *et al.* 2002, par exemple).

3.3.2 Oscillations Quasi Périodiques (QPO)

On appellera oscillation quasi périodique (QPO, pour l'acronyme anglais) de fréquence ν , de largeur à mi hauteur σ , toute composante du spectre de puissance modélisée par une fonction lorentzienne (ou plus rarement par une gaussienne), telle que, par convention, le paramètre $Q (= \nu/\sigma) \geq 2$ (van der Klis, 2000). Ce paramètre représente le temps de cohérence de l'oscillation, *i.e.* le temps pendant lequel le QPO peut finalement être considéré comme strictement périodique (de fréquence constante).

Plusieurs types de QPO sont identifiés par leurs fréquences typiques, mais aussi leurs caractéristiques physiques : largeur à mi-hauteur et puissance.

Ici encore, il semble exister une étroite relation entre état spectral et QPO, puisque :

- Il n'y a pas de QPO dans l'état mou.
- Les QPO de (très) hautes fréquences ne semblent être visibles (présents?) que dans les états

intermédiaires et très intenses (Morgan, Remillard & Greiner 1997, Remillard *et al.* 1999a, Homan *et al.* 2001, Strohmayer 2001 a,b, Miller *et al.* 2001). Leur puissance varie alors entre une fraction et quelques (≤ 5) % r.m.s., ce qui rend leur détection difficile.

- Des QPOs de basses (1 – 10 Hz) et moyennes (~ 20 Hz) fréquences sont parfois visibles dans ces états, avec une puissance d'environ 5%.
- Lors de l'état dur, seuls des QPO de (très) basses fréquences (0.01 – 10) Hz peuvent être visibles, avec des puissances fortes, *i.e.* $\sim 15 - 20\%$. La presque omniprésence de tels phénomènes (en particulier au sein de GRS 1915+105, mais aussi d'autres candidats trous noirs comme GX 339-4 qui présente un QPO à ~ 0.3 Hz (par exemple Nowak *et al.* 2002)) pourrait indiquer ici la signature propre de phénomènes physiques typiques de l'état dur.

Les QPO de (très) hautes fréquence (100–1000 Hz), aussi nommés QPO kHz, ont été observés pour la première fois en 1994 (peu après le lancement de RXTE), sous la forme de deux pics au sein de systèmes abritant des étoiles à neutrons (Sco X-1 $\nu_1 \sim 600$ Hz, $\nu_2 \sim 900$ Hz, van der Klis 1994; 4U 1728-34 $\nu_1 \sim 550$ Hz, $\nu_2 \sim 800$ Hz, Strohmayer *et al.* 1996). Plusieurs modèles théoriques tentent d'expliquer l'origine de ces phénomènes. Sans rentrer dans les détails, on distinguera les modèles dans lesquels les QPO sont attribués à des battements entre une fréquence de révolution en un point du disque et la vitesse de rotation de l'étoile à neutrons (modèles dits de “*Beat Frequency*” Strohmayer *et al.* 1996). Miller *et al.* (1998) proposent que ce point du disque soit le point sonique, à partir duquel une partie du flot d'accrétion tombe à la surface de l'étoile à neutrons (fréquence la plus haute), alors qu'une autre partie est dirigée par le champ magnétique vers le pôle. Cependant, ce modèle ne s'applique pas à toutes les observations, puisqu'un autre mécanisme semble être requis pour le système 4U 1915-05 (Boirin, 2001); de plus les récentes découvertes de QPO de type kHz, au sein de candidats trous noirs, et la similitude de ces phénomènes avec ceux des étoiles à neutrons (Psaltis, Belloni & van der Klis 1999) favoriseraient plutôt un mécanisme de production de QPO de hautes fréquences commun à ces deux types d'objets (voir aussi la discussion présentée dans van der Klis 2000), excluant alors tout modèle invoquant une surface solide et/ou un champ magnétique de l'objet compact.

Un autre modèle dit de précession Lense-Thirring (Stella & Vietri, 1998), suppose que les QPO sont produits par un effet de relativité. Ainsi le QPO de haute fréquence serait attribué à un mouvement Képlérien dans les régions les plus internes du disque, et la fréquence basse à la précession du péri-astre, prédit par la relativité générale. Ce modèle sera préféré, notamment dans le cas des trous noirs puisqu'il ne nécessite pas de surface physique, ni de champ magnétique important, mais requière simplement l'observation d'une paire de QPO “raisonnablement” espacés.

D'autres modèles invoquant notamment des oscillations mécaniques du disque ont aussi été proposés pour expliquer ces QPO (Morgan, Remillard & Greiner 1997, ou Nowak *et al.* 1997 qui propose des oscillations de disque de type sismiques; Remillard *et al.* 1999 étudient ces différents modèles et les contraignent par les observations de GRO J1655-40 montrant le QPO à 300 Hz). La discussion reste cependant ouverte, surtout depuis que des QPO de hautes fréquences appariés ont été découverts au sein de GRS 1915+105, et GRO J1655-40 (Strohmayer 2001 a,b), et probablement XTE J1550-564 (Remillard *et al.* 2002b). Quelque soit le modèle considéré cependant, les résultats suggèrent la présence de trous noirs en rotation (mais pas forcément rapide selon Strohmayer dans le cas de GRS 1915+105).

L'étude des QPO de basses fréquences fait l'objet d'une grande partie de ma thèse, leur analyse sera donc largement développée dans les parties suivantes. On peut néanmoins dire ici

que certains des modèles présentés ci-dessus semblent pouvoir les expliquer. En particulier, les corrélations trouvées entre les paramètres spectraux du disque et la fréquence des QPO semblent suggérer un lien avec le disque. Aux modèles précités, il me semble important d'ajouter l'Instabilité d'Accrétion Éjection (AEI dans toute la suite pour l'acronyme anglais *Accretion Ejection Instability*), dont une signature observationnelle prédite est la manifestation de QPO de basse fréquence (Tagger & Pellat, 1999). Ici le QPO serait la trace du cheminement d'énergie et de moment cinétique extraits des régions internes du disque, et transportés vers un rayon dit de corotation (voir au chapitre 5), sous la forme d'une spirale de matière localement plus brillante. L'intérêt de ce modèle réside dans le lien fort qu'il prédit entre accrétion et éjection de matière.

Les spectres de puissances typiques de chaque état spectral sont représentées sur la figure 3.1 (valable pour un système contenant un trou noir).

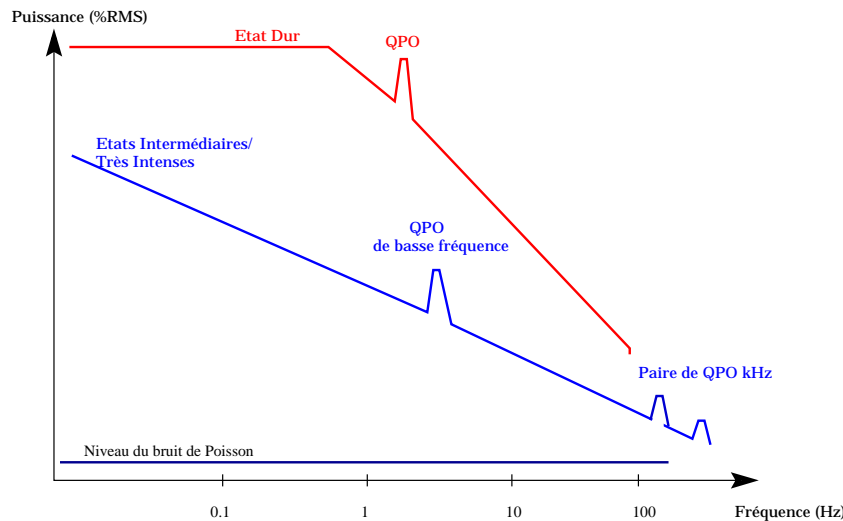


Figure 3.1: Représentation schématique des spectres de puissance en fonction de l'état spectral. On y distingue les différences entre états spectraux, avec notamment dans le cas de l'état mou un niveau de bruit de l'ordre du niveau des fluctuations statistiques.

3.4 Le Rossi X-ray Timing Explorer : un instrument dédié aux études spectro-temporelles

Les résultats obtenus pendant ma thèse proviennent d'observations faites à partir du satellite américain *Rossi X-ray Timing Explorer* (RXTE), qui possède la double étiquette de spectromètre X et "chronomètre" de très haute résolution; il me paraît par conséquent nécessaire d'en présenter les principales caractéristiques.

Lancé par une fusée Delta II le 30 décembre 1995 depuis Cap Canaveral, le satellite orbite à une altitude de 580 km, selon un angle d'inclinaison de 23° par rapport à l'équateur, avec une période de révolution de 96 minutes. Le but principal, selon les principaux responsables scientifiques de la mission (H. Bradt, J. Swank & R. Rotschild; le scientifique responsable ("*project scientist*" en anglais) de la mission est J. Swank) était de "prendre le pouls de l'Univers". Par là même, ils entendaient mesurer les variations de flux des sources de rayons X de l'Univers avec une résolution temporelle allant jusqu'à la micro-seconde, en obtenant simultanément des spectres en énergie de résolution moyenne entre 2 et 250 keV.

Un avantage non négligeable de la mission réside dans sa grande souplesse de planification, utile notamment pour des observations dite de “cibles d’opportunités” (“*Target of Opportunity*” ou ToO). Ainsi le programme peut à tout instant être modifié en fonction des sources présentant des changements de comportements violents, ou à la suite de détection d’une nova X par le ASM ou tout autre instrument. Le temps de réaction minimal est de trois heures. Ceci est possible notamment grâce au choix d’être en contact quasi permanent avec le sol, ce qui permet d’obtenir des données en temps (presque) réel. Il faut ajouter à cette flexibilité, l’utilisation du *All Sky Monitor*, qui grâce à une couverture du ciel de l’ordre de 80% par révolution, en fait un outil de première importance lors de campagnes d’observations multi-longueurs d’onde .

Une représentation schématique de l’appareil, montrant en particulier l’emplacement de chacun des détecteurs est montrée en figure 3.2. Pour (bien) plus d’informations concernant les données techniques du satellite, celles des différents instruments, ou bien les performances attendues et réelles de l’instrument, je réfère le lecteur au site de la nasa <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/rubrique/RXTE>, à l’appendice F du manuel “NASA Research Announcement for RXTE”. Une description concise de l’instrument est donnée dans la thèse de J. Wilms. Toutes les informations données ici proviennent de l’une ou l’autre de ces sources.

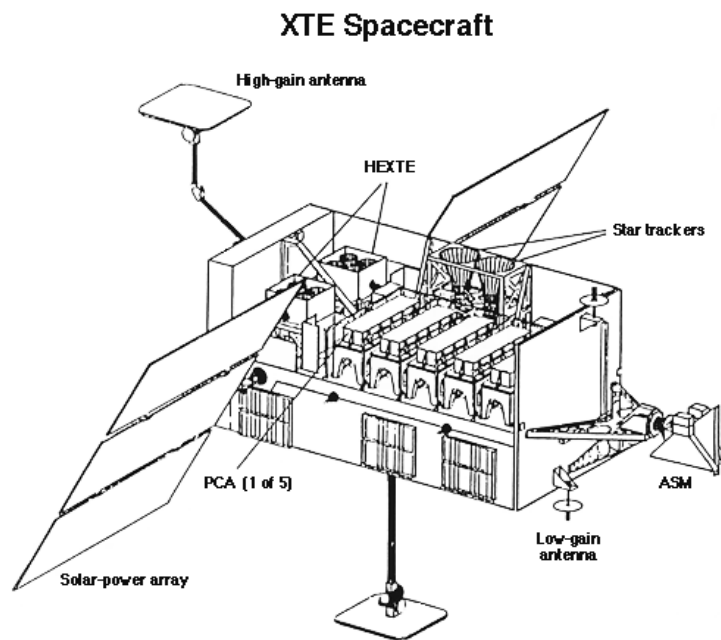


Figure 3.2: Vue schématique du satellite illustrant la mise en place des différents instruments scientifiques. On distingue de la gauche vers la droite les deux groupes HEXTE, puis les cinq unités PCA avec au même niveau les deux “suiveurs d’étoiles” assurant la précision de pointage de l’instrument, et en bout de structure, les trois compteurs ASM.

3.4.1 Le All Sky Monitor (ASM)

Le *All Sky Monitor* (ASM) est le seul instrument de RXTE à ne pas pointer les objets pendant de longs temps de poses. Il est sensible entre 1.2 et 12 keV, dans trois canaux en énergie, 1.2-3 keV, 3-5 keV, 5-12 keV, permettant un aperçu rapide de l’état spectral d’une source par l’établissement de rapports de dureté, courbes de lumière du rapport des taux de comptages de

deux bandes spectrales.

Domaine d'énergie	1.2–12 keV
Résolution spatiale	3'×15'
Surface collectrice	90 cm ²
Résolution temporelle	80% du ciel couvert en 90 minutes
Nombre de détecteurs	3 de champ de vue 6° × 90°
Type de détecteur	Compteur proportionnel au xénon
Sensibilité	30 mCrab

Tableau 3.1: Principales caractéristiques du ASM. Le Crab est une unité de flux basée sur la luminosité du Crabe, source d'étalonnage des instruments. On a 1 Crab=2.7 × 10⁻⁸ erg/cm²/s, entre 1.2 et 12 keV.

Domaine d'énergie	2–60 keV
Résolution spatiale	celle du collimateur 1°
Résolution temporelle	1 μs
Résolution spectrale	$\Delta E/E = 0.18(E/6 \text{ keV})^{\frac{1}{2}}$
Surface collectrice	6500 cm ²
Nombre de détecteurs	5 compteurs proportionnel principalement au xénon
Sensibilité	0.1 mCrab

Tableau 3.2: Principales caractéristiques du PCA.

Il se compose de trois caméras “shadows”, sensibles à la position, deux regardant dans une direction perpendiculaire à celle de la troisième, cette dernière ayant sa direction de visée colinéaire à l'axe de rotation du satellite (Fig. 3.2). Ainsi, lors d'observations pointées de PCA et HEXTE, l'instrument va utiliser la rotation inertielle du satellite pour couvrir une large portion du ciel en un temps réduit.

Les bandes d'énergies couvertes en font un instrument particulièrement adapté pour l'étude des binaires X, puisque la bande spectrale la plus molle 1.2 – 3 keV permet de suivre les variations de luminosité généralement associées au disque d'accrétion, en particulier lors des périodes d'éruptions lorsque ce dernier subit de grands changements. La bande d'énergie maximum correspond, dans l'image classique, à l'émission non thermique d'une couronne électronique, ce qui permet, ici encore, d'en suivre l'évolution avec le temps.

Sa couverture rapide du ciel (80% du ciel est couvert en l'espace d'environ 90 minutes) en fait un instrument d'une importance capitale pour la surveillance de l'évolution spectrale des sources de rayons X, mais aussi pour la découverte de nouvelles sources. Les novæX découvertes avec cet instrument sont nomées *XTE J(Ascension droite)±(déclinaison)*, comme par exemple XTE J1550–564.

Les principales caractéristiques techniques en sont résumées dans le tableau 3.1.

3.4.2 Le Proportionnal Counter Array (PCA)

Le PCA est l'instrument principal de RXTE, il a fourni une moisson de données qui en ont fait un instrument de premier ordre. Il a été construit par le “Goddard Space Flight Center” de l'agence spatiale américaine. Il s'agit d'un compteur proportionnel constitué de cinq sous-

unités (unités de comptage proportionnel, “*Proportional Counter Units*” ou PCU en anglais), observant la source de manière indépendante. Leur surface totale est d’environ 6500 cm^2 , avec une résolution temporelle commençant à $1 \mu\text{s}$, et une résolution spectrale $\Delta E/E = 18\%$ à 6 keV . Les principales caractéristiques sont rappelées dans le tableau 3.2.

En raison des contraintes télémétriques apportées par la taille des données collectées par une surface aussi importante, une partie seulement (celle requise par l’observateur proposant l’observation) est compressée, stockée et envoyée au sol. L’observateur peut accéder à sept modes différents d’observation qu’il choisit, pour 5 d’entre eux, parmi une liste impressionnante. Ceci permet d’établir précisément les caractéristiques spectro-temporelles de chaque observation ou campagne d’observations, en précisant la résolution temporelle, la plage et la résolution spectrale des données. On distinguera, en particulier, les modes de stockage où les photons sont regroupés par canaux énergétiques et intervalles temporels (modes dits “*binned*”), de ceux où chaque photon possède ses propres informations (dits “*event*”, chaque évènement étant alors “étiqueté” lors de sa détection). Il faut y ajouter deux modes, dits standards, l’un possédant la résolution spectrale la plus fine, mais une résolution temporelle de “seulement” 16 s , l’autre ne possédant aucune information énergétique, mais de résolution temporelle 0.125 s . Ils sont respectivement nommés standard 2, et standard 1.

Depuis le lancement, l’instrument a vécu cinq époques différentes, les transitions correspondant à des changements de la tension de certaines des unités de comptage, en raison de dysfonctionnements internes, et/ou à cause du vieillissement (rapide en orbite) des instruments. Ceci occasionne, entre autre, de légers déplacements de la bande passante effective des détecteurs. Lors d’une seule occasion une agression grave est venue de l’extérieur, lorsqu’une micrométéorite occasionna une fuite dans l’unité PCU 0 le 12 Mai 2000. L’utilisation de cette unité pour des études spectrales est alors rendue difficile par la méconnaissance du bruit interne de l’instrument. Les scientifiques impliqués dans l’étalonnage de l’instrument et la production des matrices de réponse (*e.g.* K. Jahoda), ont rendu publics de nouveaux fichiers de bruit de fond, tenant compte de ce problème.

3.4.3 Le High Energy X-ray Timing Experiment (HEXTE)

Le HEXTE est l’instrument couvrant la plage spectrale la plus haute, puisqu’il permet d’obtenir des spectres entre 15 et 250 keV . Cet instrument a été conçu par le “Center for Astrophysics and Space Science” (CASS) de l’université de San Diego. Il s’agit de l’assemblage de deux groupes (nommés A et B) de quatre scintillateurs phoswich NaI(Tl)/CsI, co-alignés avec les compteurs proportionnels du PCA. L’aire globale de l’instrument est de 1600 cm^2 , mais en raison d’un dysfonctionnement de l’un des scintillateur du groupement B, depuis le 6 Mars 1996 l’aire efficace de l’instrument est réduite à 1400 cm^2 .

La résolution en énergie de l’instrument est de 16% à 60 keV , et suit une loi de proportionnalité du type $E^{-1/2}$. La résolution temporelle maximale est de $7 \mu\text{s}$. La mesure du bruit de fond de ciel est rendue possible ici par une technique dite de “on-off”, où pendant que l’un des deux groupes de détecteurs pointe la source, l’autre regarde à plus ou moins 1.5 degré d’écart. La comparaison des deux spectres de bruit de fonds permet alors de déterminer la présence de “parasites” dans la région de l’observation, et le cas échéant de corriger au mieux ces effets.

Une petite erreur d’alignement de l’instrument sur la structure du satellite, donne une aire effective plus petite que celle initialement escomptée. Les mesures de flux sont par conséquent systématiquement inférieures (de l’ordre de 25%) aux mesures PCA. La forme des spectres est bien entendue indépendante de cette erreur, ce qui permet d’utiliser tout de même conjointe-

ment les données des deux instruments lors des ajustements spectraux. L'astuce consistera alors à traiter les deux groupes de données de manière indépendante dans le logiciel XSPEC, en introduisant un paramètre additionnel modélisant l'écart de normalisation entre les deux instruments. Lors des calculs de flux, notamment lors de l'étude de l'éruption de XTE J1550–564 (Partie 3), les flux déterminés à partir de cet instrument sont calibrés sur ceux du PCA.

Domaine d'énergie	15–250keV
Résolution spatiale	1°
Résolution temporelle	7 μ s
Résolution Spectrale	$\Delta E/E = 15\%$ à 60 keV
Surface Collectrice	$2 \times 800 \text{ cm}^2$
Nombre de détecteurs	2 groupements de quatre Scintillateurs NaI/CsI
Etalonnage	1 Crab = 360 cps

Tableau 3.3: Principales caractéristiques de HEXTE.

3.5 Conclusion : de l'intérêt des études spectro-temporelles

Les états spectraux présentés au chapitre précédent, traduisent des processus émissifs associés à des milieux matériels différents. La répercussion dans le domaine de Fourier de propriétés caractéristiques semblent indiquer que ces différents milieux manifestent des changements temporels rapides.

L'observation d'oscillations de flux quasi périodiques de fréquences commensurables avec les constantes de temps dynamiques des régions les plus proches de l'objet compact indiquent des phénomènes ayant lieu dans son environnement immédiat. La caractérisation, et l'étude de ces phénomènes semblent donc un moyen prometteur de sonder la très proche banlieue des trous noirs.

Divers modèles théoriques tentent d'expliquer les observations de ce type de phénomènes. La répétition systématique des travaux et la classification des phénomènes périodiques de hautes fréquences devrait donc permettre d'en vérifier les hypothèses et prédictions théoriques. Cette approche, couplée à l'étude spectrale, devrait apporter des contraintes sur les modèles et processus de rayonnement à travers l'étude des constantes de temps du système, donnant alors accès aux propriétés de la matière dans un champ gravitationnel intense par une technique indépendante.

Deuxième partie

Observations RXTE de GRO J1655–40
et GRS 1915+105 :
approche temporelle et contraintes
multi-longueurs d'onde

Chapitre 4

GRO J1655-40

4.1	Historique	33
4.2	Comportement de GRO J1655-40 dans les hautes énergies	35
4.2.1	Description globale des périodes d'éruptions	35
4.2.2	L'apport de RXTE : QPO de basses fréquences et état spectral	35
4.2.3	QPO de hautes fréquences	37
4.3	Approche multi-longueurs d'onde de GRO J1655-40	37
4.3.1	GRO J1655-40 : une source d'éjections superluminiques	37
4.3.2	GRO J1655-40 un trou noir dynamique	37
4.4	Paramètres généraux du système	38

4.1 Historique

GRO J1655-40 a été découvert le 27 juillet 1994 dans les observations en rayons X durs (20–100 keV) de l'instrument BATSE (*Burst and Transient Source Experiment*) embarqué par le satellite CGRO (*Compton Gamma Ray Observatory*) par Zhang *et al.* (1994). La position de la source est $\alpha = 16\text{h } 55\text{m}$; $\delta = -40.5^\circ$ ($\pm 0.5^\circ$ selon les deux directions). Elle est aussi appelée Nova Sco 94. Une contrepartie visible est identifiée rapidement (Bailyn *et al.* 1994a), avec le télescope de 0.9 m à Cerro-Tololo (Chili). Les auteurs poursuivent leurs observations et affinent la détermination de la position de la contrepartie optique : la source se trouve à $\alpha = 16\text{h } 54\text{m } 00.13\text{s}$; $\delta = -39^\circ 50' 45.2''$ ($\pm 2''$) (Bailyn *et al.* 1994b).

Dans le même temps, une contrepartie radio est détectée par plusieurs groupes indépendants, utilisant les radio-télescopes et interféromètres ATCA, MOST, VLA (Campbell-Wilson *et al.* 1994 *a, b*; Hjellming 1994; McKay & Kesteven 1994). La mesure de la colonne d'absorption en Hydrogène conduit à une distance de 3.5 kpc (McKay & Kesteven 1994). Le suivi radio avec le VLA, permet de résoudre la source radio en deux sous structures se déplaçant sur le fond du ciel. Si la distance de 3.5 kpc est correcte, alors l'une des structures radio se déplace à une vitesse apparente de 1.1c (Hjellming & Rupen 1994a).

GRO J1655-40 subit plusieurs phases d'éruptions X dures rapides entre sa découverte et le milieu de l'année 1995 (figure 4.1), toutes suivies par d'intenses flambées dans le domaine radio (par exemple Hjellming & Rupen 1994b).

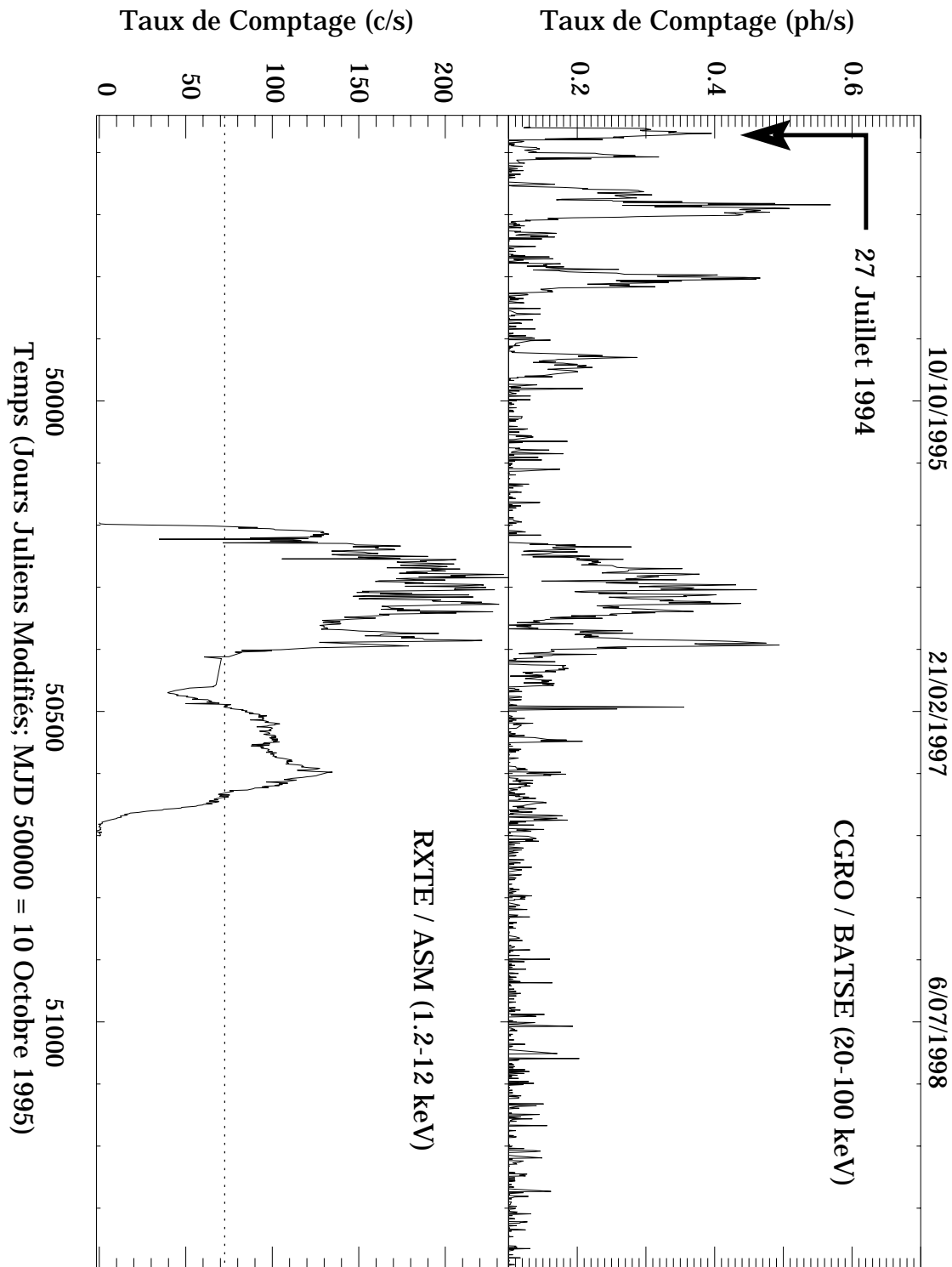


Figure 4.1: Courbes de lumière BATSE (20–100 keV, haut) et ASM (1.2–12 keV, bas) de GRO J1655–40 couvrant 4 années d’observations de la source. La date du 27 juillet 1994 de la découverte de l’objet est indiquée par une flèche dans le panneau supérieur. La ligne représentée sous la forme de pointillés sur le panneau inférieur, correspond à un flux de 1 Crab ($2.70 \times 10^{-8} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ entre 1.2 et 12 keV).

4.2 Comportement de GRO J1655–40 dans les hautes énergies

4.2.1 Description globale des périodes d'éruptions

La figure 4.1 représente la courbe de lumière de BATSE (20–100 keV) couvrant 4 années d'observations simultanées CGRO/BATSE de GRO J1655–40, ainsi que la courbe de lumière ASM couvrant l'éruption de 1996–1997.

Les trois premiers pics dans la courbe de lumière BATSE (figure 4.1) correspondent aux quatre éruptions décrites précédemment en introduction. Je vais me focaliser ici sur la période éruptive durant laquelle RXTE a observé la source, c'est-à-dire entre les 27 Avril 1996 (MJD 50200¹) et le 09 septembre 1997 (MJD 50700). Cette éruption peut être divisée en deux parties :

- La première correspond à l'époque comprise entre les jours 50200 et 50400; je m'y référerai comme à l'époque I.
- La seconde correspond à la période comprise entre les jours 50450 et 50700; je m'y référerai comme à l'époque II.

Les profils de ces deux périodes sont différents. Pendant l'époque I chaque “bouffée” de rayons X-mous trouve un écho dans les X-durs, alors que durant la phase suivante les sursauts X-mous, ne sont pas accompagnés de grandes variations dans la bande spectrale couverte par BATSE. Enfin, peu de temps avant son retour en quiescence, GRO J1655–40 transite par un état dur comme il est couramment observé lors des éruptions de binaires X transitoires.

4.2.2 L'apport de RXTE : QPO de basses fréquences et état spectral

Analyse spectrale

Sobczak *et al.* (1999b) rapportent l'analyse spectrale des observations de RXTE couvrant les deux périodes. Les auteurs montrent, en ajustant les spectres à l'aide du modèle de disque multicolore et de la loi de puissance, que GRO J1655–40 est observée dans deux états spectraux différents lors des deux phases. Durant l'époque I, la source est dans un état très intense; son spectre peut être représenté par une composante thermique de température de couleur comprise entre 1.4 et 2 keV, et d'indice spectral 2.3–2.7 pour la composante en loi de puissance. C'est de plus cette dernière qui domine le plus souvent les spectres. Dans la période II en revanche, l'état spectral de la source est typique d'un état mou (aussi appelé état haut en raison du fort flux de rayons X de basses énergies), avec une composante thermique de température de couleur typique 1.2 keV; la composante non thermique est très faible dans cet état.

G. Sobczak et ses collaborateurs (1999b) remarquent un comportement singulier du modèle de disque qu'ils utilisent. Il semble en effet dans l'état très intense, lorsque le flux intrinsèque du disque (déduit des ajustements) est inférieur à 50% du flux total, les rayons obtenus pour le bord interne du disque sont excessivement petits. Comme nous le verrons dans la suite (chapitre 6), ceci m'a conduit à ré-analyser certaines des observations RXTE. J'ai donc réduit une partie des données, extrait des spectres PCA, que j'ai ajusté avec les modèles de disque multicolore et de loi de puissance. A partir des paramètres obtenus il est possible d'estimer les flux intrinsèques de chacune des composantes spectrales. Les résultats sont reportés dans le tableau 4.1, et largement discutés dans l'article “L'AEI et les QPO : 1. Observations” qui est inclus au chapitre 6. La source

¹Les dates seront souvent exprimées en Jour Julien Modifié, MJD pour l'acronyme anglais *Modified Julian Day*. A titre de comparaison, le 15 octobre 1995 est le jour 50000, le 01 janvier 2002 est le jour 52275.

#	Date	T_{col} (keV)	R_{col}	α	Norm. Loi de puissance	$\frac{Flux_{disque}}{Flux_{Total}}$	χ^2_ν (91 d.d.l.)
1	07-25-96	1.272 ± 0.003	20.6 ± 0.1	2.59 ± 0.02	15.9 ± 1	0.64	0.69
2	08-01-96	1.63 ± 0.01	8.4 ± 0.3	2.49 ± 0.01	50.7 ± 1.8	0.21	0.76
3	08-06-96	1.53 ± 0.01	10.9 ± 0.2	2.65 ± 0.01	47.9 ± 1.8	0.31	0.7
4	08-15-96	1.247 ± 0.003	20.7 ± 0.1	2.56 ± 0.02	13.6 ± 0.9	0.65	0.98
5	08-16-96	1.27 ± 0.01	16.9 ± 0.3	2.59 ± 0.01	34.4 ± 1.5	0.36	0.82
6	08-22-96	1.25 ± 0.01	19.1 ± 0.2	2.60 ± 0.01	26.8 ± 1.2	0.47	0.62
7	08-29-96	1.59 ± 0.01	9.4 ± 0.3	2.54 ± 0.01	50.3 ± 1.9	0.24	0.68
8	09-04-96	1.250 ± 0.004	20.6 ± 0.2	2.61 ± 0.02	19.5 ± 1.0	0.59	0.72
9	09-20-96	1.230 ± 0.003	21.1 ± 0.1	2.49 ± 0.02	9.9 ± 0.6	0.69	0.7
10	10-15-96	1.290 ± 0.003	20.8 ± 0.1	2.36 ± 0.03	7.1 ± 0.5	0.74	0.6
11	10-22-96	1.280 ± 0.003	21.1 ± 0.1	2.48 ± 0.02	10.8 ± 0.8	0.70	0.62
12	10-27-96	1.320 ± 0.005	17.8 ± 0.2	2.64 ± 0.02	34.3 ± 1.6	0.46	0.7

Tableau 4.1: Paramètres spectraux obtenus à partir de l’ajustement des spectres PCA de GRO J1655–40 . On a $R^* = ((R_{col}/km)/(D/10kpc))^2 \cos \theta$, où R^* est la valeur du paramètre XSPEC, R_{col} le rayon de couleur du disque d’accrétion, et θ est l’angle d’inclinaison par rapport à la ligne de visée. La normalisation de la loi de puissance est en $\text{photon}/\text{cm}^2/\text{s}$ à 1 keV. Les ajustements sont effectués à l’aide de l’estimateur du χ^2 dont la valeur ramenée au nombre de degrés de liberté (χ^2 réduit) est notée dans la dernière colonne.

est durant l’intervalle d’observation (fin de l’époque I) dans un état très intense. Cependant la luminosité peut varier notablement ce qui semble associé à de grandes variations de la composante en loi de puissance. La température élevée et le faible rayon interne trouvés dans les cas valides pourraient signifier que le disque est proche de la dernière orbite stable.

Observations des QPO

L’équipe de R. Remillard (1999a) analyse les propriétés temporelles rapides des observations RXTE/PCA. Ils observent pendant la durée totale de l’éruption 4 types de QPO différents : trois de fréquences relativement stables (300Hz, 9Hz, 0.1Hz), et un QPO de fréquence variable comprise entre 14 et 28 Hz. Les auteurs remarquent que le comportement de ce dernier type correspond au comportement du QPO de basse fréquence (0.1–10 Hz) observé dans GRS 1915+105 (chapitre 5). En particulier, ce QPO semble lié à la loi de puissance : son amplitude est forte lorsque cette composante spectrale est forte (il n’est d’ailleurs pas présent durant l’époque II où la source est dans un état mou). De plus, comme dans GRS 1915+105 , ce QPO est fin, avec un facteur de qualité $Q \geq 3$ en général, contrairement notamment au cas du QPO de fréquence 9 Hz, généralement plus large.

Il est intéressant de noter que la fréquence du QPO variable semble corrélée au flux X dans la bande 9–25 keV : elle diminue en effet alors que la luminosité augmente (Remillard *et al.* 1999a). Si l’on cherche alors à comprendre les mécanismes responsables de ces modulations de flux, il apparaît fondamental d’étudier l’évolution des paramètres de ce QPO en fonction de l’évolution des paramètres spectraux. Une première approche spectro-temporelle est présentée par Sobczak *et al.* (2000), où les auteurs étudient en particulier l’évolution de la fréquence du QPO en fonction de la taille du rayon interne du disque d’accrétion déterminée par Sobczak *et al.* (1999b). Les auteurs observent que dans GRO J1655–40 la fréquence du QPO diminue lorsque le rayon interne

du disque diminue. Cette tendance est au cœur des articles “L’AEI et les QPO : 1 et 2” inclus plus loin, et sera discutée dans les chapitres suivants. Cette observation semble exclure une origine Képlérienne à la modulation de luminosité, puisque l’on aurait $\nu \propto r^{-3/2}$, ν fréquence du QPO et r distance radiale au trou noir. Cependant la mesure du rayon est imprécise, les incertitudes pourraient remettre en question ce résultat. Il est important d’ajouter que Sobczak *et al.* (2000) montrent aussi que la fréquence du QPO est corrélée aux variations de flux des X-mous, dont il est couramment admis (sous réserve de la présence d’un disque d’accrétion) qu’elles représentent des variations dues au disque. Ce qui tendrait tout de même à indiquer une relation avec le disque.

4.2.3 QPO de hautes fréquences

Sans rentrer dans les détails, GRO J1655–40 est historiquement le deuxième microquasar où un QPO de haute fréquence (300 Hz, Remillard *et al.* 1999a) est observé à une fréquence stable. Cette fréquence est la plus haute observée au sein d’une binaire à trou noir. Il est important de mentionner que cette source est aussi la deuxième où un second QPO “apparié” de haute fréquence, est détecté à 450 Hz (Strohmayer 2001a). L’auteur précise qu’il est possible d’observer les deux QPO simultanément, mais que ça n’est pas une généralité.

Il serait tentant d’établir un parallèle avec la paire de QPO kHz observée dans les systèmes contenant une étoile à neutrons, ce qui favoriserait les modèles de fréquences de battements. Cependant l’une des fréquences de ces modèles est la fréquence de rotation à la surface de l’étoile à neutrons, qui ne trouve pas d’équivalent ici. De plus, comme le remarque Strohmayer (2001 a) les deux QPO montrent des dépendances énergétiques différentes. Si l’on ajoute ceci au fait que les deux QPO peuvent apparaître indépendamment l’un de l’autre, il se pourrait fort bien qu’ils soient la manifestation physique de phénomènes différents.

4.3 Approche multi-longueurs d’onde de GRO J1655–40

4.3.1 GRO J1655–40 : une source d’éjections superluminiques

Nous avons vu que du point de vue des hautes énergies, GRO J1655–40 ressemble à GRS 1915+105 qui sera présenté au chapitre suivant. La ressemblance entre ces deux objets devient plus forte lorsque l’on compare leur comportements multi-longueurs d’onde. En effet GRO J1655–40 est la deuxième source Galactique pour laquelle des déplacements de matière, se propageant à des vitesses apparemment supérieures à celle de la lumière, sont mis en évidence (Tingay *et al.* 1995, Hjellming & Rupen 1995). Hjellming & Rupen (1995) en utilisant la relation

$$v_{\pm} = \frac{\frac{V_r}{d} \times \sin i}{1 \pm \frac{V_r}{c} \times \cos i} \quad (4.1)$$

où v_+ (resp. v_-) représente la vitesse mesurée (en arcsec) du jet s’approchant (resp. s’éloignant), et v_r la vitesse vraie, déduisent une vitesse de 0.92 c, à une distance de $d = 3.2$ kpc. Ils estiment un angle entre les jets et la ligne de visée compris entre 84.3 et 84.8 °.

Harmon *et al.* (1995) montrent que les éruptions radio sont toujours précédées de sursaut dans les X durs (20–400 keV), ce qui suggère une connection entre accrétion et éjection.

4.3.2 GRO J1655–40 un trou noir dynamique

Le comportement spectral de GRO J1655–40 suggéra assez rapidement la présence d’un trou noir plutôt que d’une étoile à neutron. Cependant, le meilleur moyen d’obtenir la masse de

l'objet compact est de mesurer la vitesse orbitale du compagnon, et ainsi obtenir une limite inférieure (la mesure effectuée dépend en effet de l'angle d'inclinaison du système) de la masse de l'objet compact. Bailyn *et al.* (1995b) observent l'objet dans le domaine visible et découvrent des éclipses périodiques dans la courbe de lumière. La mesure de la fonction de masse montre que l'objet compact a une masse supérieure à $3 M_{\odot}$. Ce n'est cependant que lorsque GRO J1655-40 est en état de quiescence que l'on peut obtenir une observation "propre" du compagnon. En effet, durant les phases éruptives, une partie de la luminosité visible provient des régions externes du disque d'accrétion (Bailyn *et al.* 1995a). Orosz & Bailyn (1997) observent l'objet alors que le flux de rayon X est très faible. Ils déduisent de leurs observations (spectroscopie et photométrie) une masse $7.02 \pm 0.22 M_{\odot}$ pour l'objet compact, $2.34 \pm 0.12 M_{\odot}$ pour le compagnon, dont le type est F3 IV–F6 IV.

4.4 Paramètres généraux du système

<i>Coordonnées équatoriales</i>	$\alpha = 16^h 54^m 00.13^s$ $\delta = -39^{\circ} 50' 44.90''$
<i>Coordonnées Galactique</i>	$l^{II} = 345.0^{\circ}$ $b^{II} = 2.5^{\circ}$
<i>Distance</i>	3.2 kpc
<i>Inclinaison du système</i>	$69.42^{\circ} \leq i_{1655} \leq 69.58^{\circ}$
<i>Masse de l'objet compact</i>	$7.02 \pm 0.22 M_{\odot}$
<i>Type Spectral du compagnon</i>	F3–6 IV
<i>Vitesse des jets</i>	0.92c

Tableau 4.2: Paramètres généraux de GRO J1655-40.

Chapitre 5

GRS 1915+105

5.1	Une binaire source d'éjections superluminiques	39
5.2	Classification des émissions de rayons X	40
5.2.1	Variabilité de l'ordre de la journée	40
5.2.2	Variabilité de l'ordre de la minute et les 12 classes	40
5.2.3	Les QPO de basses fréquences : une caractéristique de l'état bas ?	43
5.3	Cycle de trente minutes et éjections périodiques	44
5.4	L'Instabilité d'Accrétion Éjection et le scénario de flot magnétique	47
5.4.1	Une instabilité dans les disques magnétisés	47
5.4.2	L'AEI et les QPO	48
5.4.3	GRS 1915+105 et le scénario de flot magnétique	49
5.5	Paramètres généraux du système	50

5.1 Une binaire source d'éjections superluminiques

Le système GRS 1915+105 est découvert d'abord comme une source de rayons gamma dans des observations de l'instrument WATCH à bord du satellite russe GRANAT (d'où le nom GRS signifiant *Granat Source*), en 1992 (Castro-Tirado et al. 1992). Les observations hautes énergies (BATSE, WATCH, Harmon et al. 1992) en révèlent l'extrême variabilité dans les domaines X durs et gamma mous. L'objet est de plus très brillant dans le domaine des rayons X de moindres énergies et se manifeste notamment par son extrême variabilité sur des échelles de temps variant de la minute à l'année. Les courbes de lumière BATSE (20–100 keV) et ASM (1.2–12 keV) couvrant la période avril 1996-février 2000 sont montrées sur la figure 5.1.

Les suivis multi-longueurs d'onde, et les observations faites par technique d'interférométrie avec le télescope radio *Very Large Array* (VLA) y révèlent des déplacements de matière à des vitesses apparemment supérieures à la célérité de la lumière (Mirabel & Rodríguez 1994). La distance de la source est alors estimée à ~ 12.5 kpc¹, et l'angle d'inclinaison des jets par rapport à la ligne de visée à environ 70°. La vitesse corrigée des éjections (Rees 1966, Mirabel & Rodríguez 1994) est alors égale à 92% de la vitesse de la lumière.

La source a été extensivement observée à toutes longueurs d'onde depuis sa découverte, les observations (en particulier dans les rayons X) montrant un caractère plutôt compatible avec la présence d'un trou noir de masse élevée. C'est le premier candidat trou noir dans lequel un QPO

¹Des travaux plus récents donnent une limite supérieure de 11.5 kpc

de haute fréquence est détecté à 67 Hz (Morgan, Remillard & Greiner 1997).

Ce n'est cependant que très récemment que l'incertitude liée au type spectral du compagnon a été levée : il s'agit d'une étoile de type K ou M III, de masse comprise entre 1 et $1.5 M_{\odot}$ (Greiner *et al.* 2001*a*), permettant en outre d'estimer la masse de l'objet compact à $14 \pm 4 M_{\odot}$ (Greiner *et al.* 2001*b*).

Je présente ici les caractéristiques les plus communément admises, et les idées largement acceptées qui m'ont permis de construire les raisonnements présentés dans l'étude de cette source.

5.2 Classification des émissions de rayons X

5.2.1 Variabilité de l'ordre de la journée

La variabilité de GRS 1915+105 s'exprime à toute échelle de temps. La figure 5.1 illustre cette particularité pour des périodes de l'ordre de la journée. Dans le domaine des rayons X mous (1.2-12 keV), la source présente plusieurs types de comportements, labelés I II III, sur la figure 5.1. Le type noté I correspond à des périodes d'activité assez chaotiques, où le flux ASM oscille rapidement (quelques jours) autour de 1 Crab, avec de nombreux pics de luminosité atteignant plus de 2 Crab (1.0×10^{39} erg/s entre 1.2 et 12 keV, pour une émission isotrope à 12.5 kpc). Les rayons X durs subissent de même de grandes et rapides variations, cependant non forcément corrélées aux variations des X mous.

Le type noté II correspond à des périodes de calme relatif où le spectre de la source dans le domaine des hautes énergies est assez dur. Lors de la période MJD 50400 - 50600, la source présente d'intenses flambées dans la plage spectrale couverte par BATSE. Cet état est plus généralement nommé "état plateau".

On peut distinguer un troisième type, qui s'il ne manifeste pas de grandes différences avec le type I dans le domaine des rayons X, se distingue par la répétition d'intenses éruptions radio.

5.2.2 Variabilité de l'ordre de la minute et les 12 classes

Lorsque l'on observe la source avec des instruments permettant d'établir des courbes de lumière X molles (typiquement entre 0.1 et 20 keV), avec des temps d'échantillonnage plus courts, par exemple 16 s, comme ASCA, Beppo-Sax ou RXTE, le caractère singulier de GRS 1915+105 peut apparaître immédiatement. Ainsi, en analysant 163 observations RXTE de l'objet, Belloni *et al.* (2000) décrivent 12 types de comportements récurrents dans les courbes de lumière et rapports de durestés. Les douze classes et leurs caractères observationnels sont reportés sur la figure 5.2. On distinguera² la classe α , où les courbes de lumières PCA (2–60 keV), montrent des creux d'environ 1000s suivis de fortes éruptions où le flux est en général plus que triplé, puis une série d'oscillations de flux, moins violentes et de périodes courtes. La fréquence de ces oscillations débute vers 0.1 Hz et a toujours tendance à diminuer avec le temps.

La classe β , ressemble par certains côtés à la classe α , avec des creux de luminosité X d'environ 1000s dans leur intégralité. Un pic de luminosité coupe cependant le creux en deux parties où le spectre de la source est très différent. Dans la première partie du creux le spectre transite d'un état mou vers un état dur, où l'émission est dominée par la composante en loi de puissance. Après le pic, le spectre est mou et dominé par la composante thermique. L'analyse d'une telle observation est présentée dans l'article "AEI et QPO dans les binaires X. 1 : Observations", que j'ai écrit en collaboration avec P. Varnière, M. Tagger et Ph. Durouchoux, et qui est inclu et

²Je décris ici seulement les types dont j'ai analysé des observations, auxquels donc je serai amené à me référer dans la suite

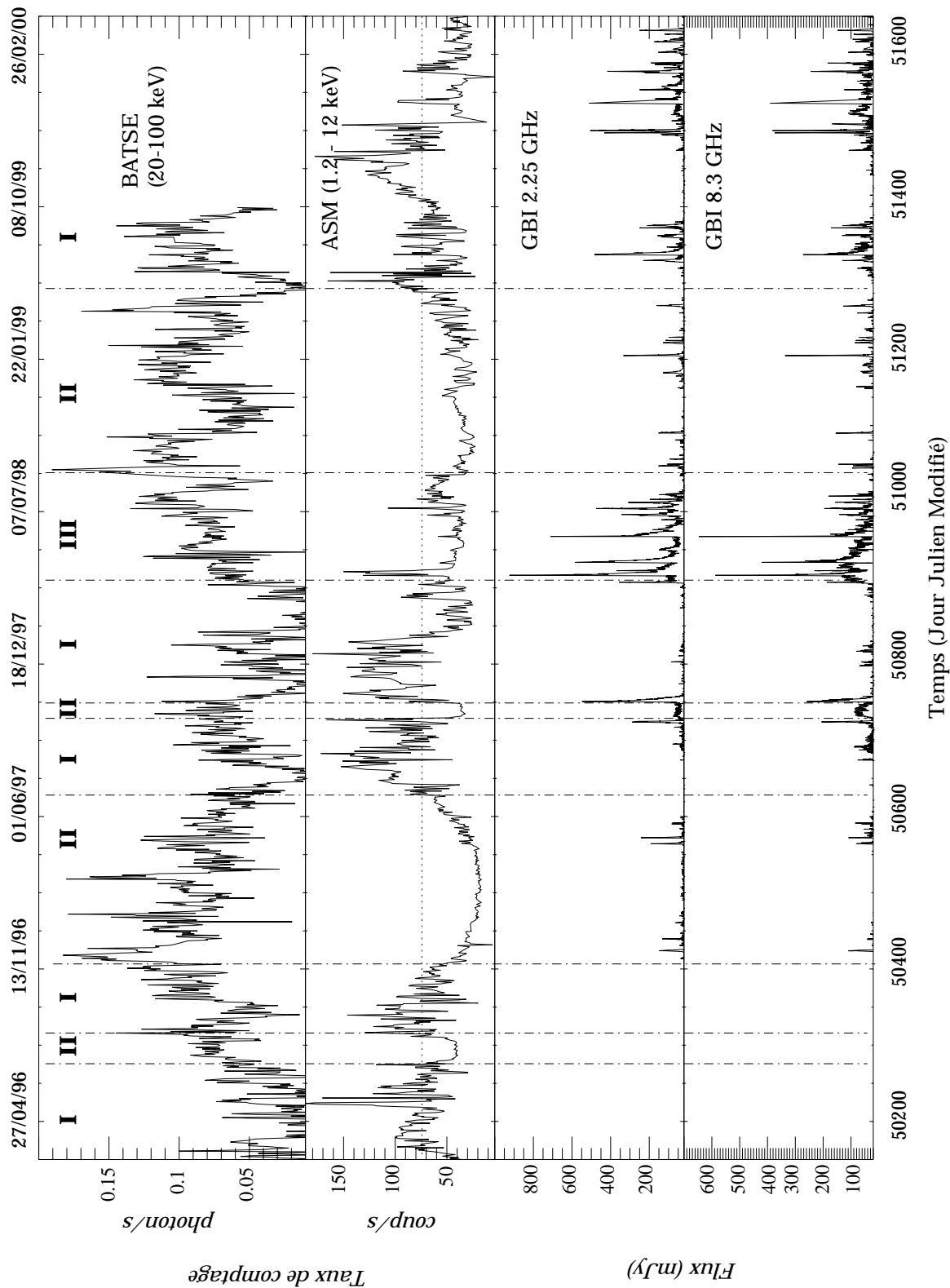


Figure 5.1: Courbes de lumière de GRS 1915+105 dans quatre domaines distincts de longueurs d'onde. De haut en bas on distinguera respectivement les pointés provenant de CGRO/BATSE (20-100 keV), RXTE/ASM (1.2-12 keV), et les observations du radio télescope Green Bank Interferometer (GBI) à 2.25 GHz et 8.3 GHz. Les traits verticaux délimitent les périodes labelées I, II et III, qui sont décrites dans le texte. La ligne horizontale sur le panneau ASM correspond à la luminosité du Crabe ($1 \text{ Crab} = 2.70 \times 10^{-8} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) entre 1.2 et 12 keV.

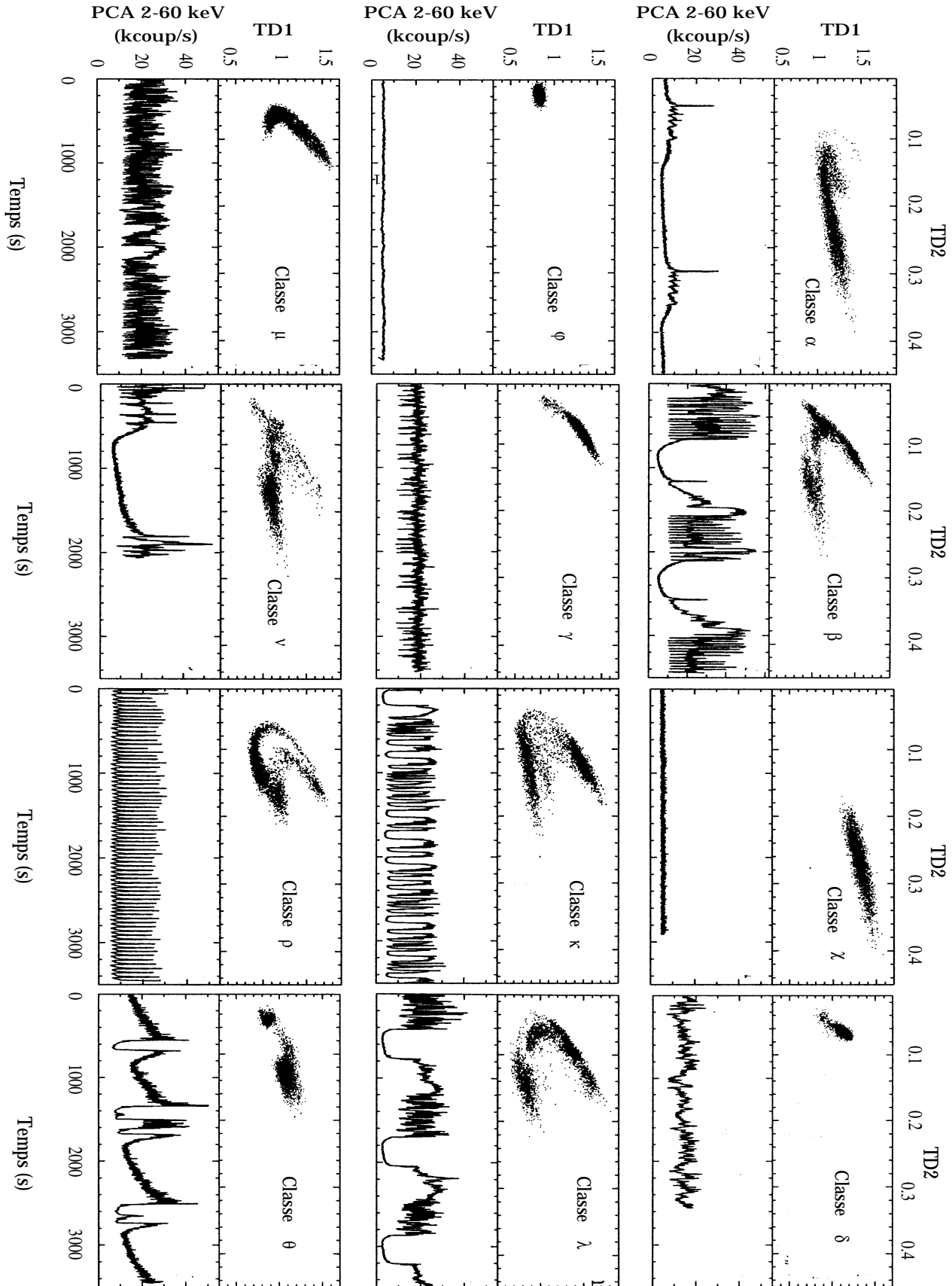


Figure 5.2: La classification en douze classes de luminosités (figure adaptée de Belloni et al. 2000). Le panneau supérieur de chaque graphique représente le diagramme couleur couleur c'est-à-dire l'évolution du taux de dureté (TD) entre les bandes spectrales 5-13 keV/2-5 keV (TD 1) en fonction du taux de dureté entre les bandes 13-60 keV/2-5 keV (TD 2). La luminosité ASM est donnée en milliers de coups par seconde.

discuté au chapitre 6.

On regroupera dans la classe χ les moments où le flux de la source est constant, et où le diagramme couleur-couleur (le graphique représentant l'évolution du taux de dureté 5-13 keV / 2-5 keV en fonction du taux de dureté 13-60 keV / 2-5 keV) montre un état spectral plutôt dur. De plus, Belloni et al. (2000) en étudiant le temps que passe la source dans chaque classe (ou temps d'occupation), montrent que GRS 1915+105 est plus de quatre fois plus souvent dans la classe χ que dans chacune des autres classes.

Les auteurs montrent aussi que les variations spectrales de GRS 1915+105 peuvent, *quelque soit la classe de luminosité de la source*, être interprétées comme des transitions entre trois états, qu'ils nomment A, B et C, et interprètent dans le cadre du modèle disque+couronne Compton. La description spectrale et l'étude des rapports de dureté permettent d'identifier les états selon la classification "canonique" décrite au chapitre 1 (figure 5.3):

- L'état A est un état que l'on peut assimiler à l'état mou. En effet, selon Belloni et al. (2000), la majeure partie de la contribution provient ici du disque d'accrétion. GRS 1915+105 montre dans cet état très peu de variabilité rapide.
- L'état B est un état qui ressemblerait plus à un état intermédiaire ou très intense. La luminosité est plus forte que dans l'état A; la composante de basse énergie domine, bien qu'une queue de haute énergie soit présente. De plus, la source montre de la variabilité temporelle rapide.
- L'état C est typique d'un état dur.

Enfin, GRS 1915+105 semble pouvoir transiter indifféremment entre chacun de ces états, exception faite de la transition C→B, que les auteurs n'ont jamais mise en évidence (figure 5.3).

5.2.3 Les QPO de basses fréquences : une caractéristique de l'état bas ?

Markwardt, Swank & Taam (1999) étudient en détail les propriétés temporelles de GRS 1915+105 lors de l'observation d'une classe β effectuée le 7 septembre 1997 (Figure 5.4, observation reprise et détaillée dans la suite). Ils y observent, pendant le cycle de trente minutes, un QPO de fréquence variable, comprise entre 1 et 15 Hz, corrélée aux variations de luminosité X. Les auteurs montrent que le QPO apparaît lorsque le spectre en énergie devient dur et dominé par la composante en loi de puissance. Cependant, les variations de fréquence du QPO ne sont pas corrélées au flux de cette composante, ce qui suggère une relation avec le disque d'accrétion. Muno, Morgan & Remillard (1999) analysent 27 observations de RXTE et étudient systématiquement les propriétés spectrales et temporelles de l'objet. Les auteurs montrent que la fréquence du QPO est corrélée à la température du bord interne du disque d'accrétion. Cette relation avec la température du disque (paramètre spectral bien plus certain que le rayon interne) suggère que les temps caractéristiques associés aux QPO (se manifestant sous la forme d'oscillations de flux) sont contraints par des propriétés physiques du disque d'accrétion (oscillations mécaniques, période orbitale en un certain point, ..). De plus, les auteurs confirment l'observation de Markwardt, Swank & Taam (1999), à savoir que la présence du QPO est corrélée à la loi de puissance; le QPO semble être d'ailleurs une propriété habituelle des états durs de GRS 1915+105. La présence de ce type de QPO de basse fréquence est intimement liée à la nature de l'état spectral : lorsque le disque est brillant, ils sont absents ou de très faible amplitude; lorsque la luminosité de la source est dominée par la loi de puissance, c'est-à-dire

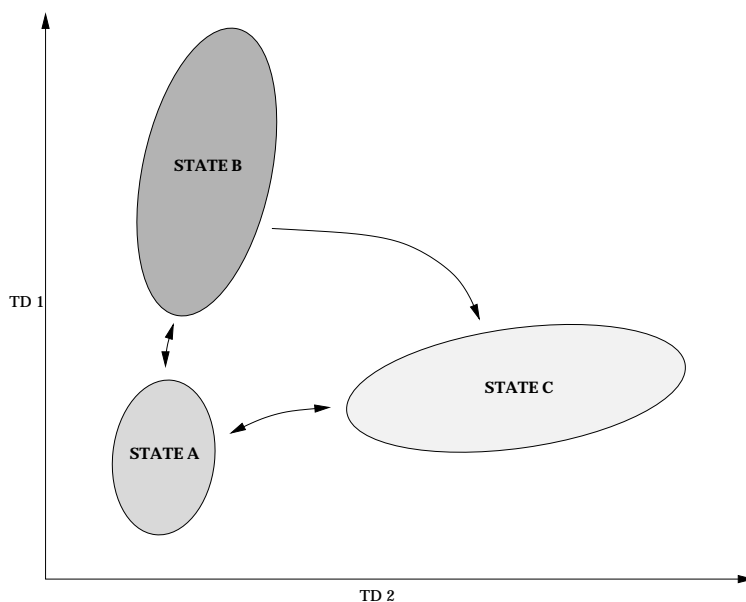


Figure 5.3: Représentation schématique de la position des trois états spectraux A, B, C de GRS 1915+105 sur un diagramme couleur-couleur. Les flèches indiquent les transitions observées par Belloni *et al.* (2000). TD1 représente le taux de duresse entre 5-13 keV/2-5 keV, et TD 2 le taux de duresse entre 13-60 keV/2-5 keV. Figure adaptée de Belloni *et al.* (2000).

lorsque l'énergie d'accrétion est principalement dispensée sous forme de rayonnement Compton, ils sont présents³. Le QPO pourrait alors être un traceur de l'interaction entre disque et couronne (ou disque et jet puisqu'il semble que le jet compact soit une caractéristique des états durs). La relation entre la fréquence du QPO et le rayon interne du disque (Swank *et al.* 1997, chapitre 6) est basée sur la mesure de la taille du disque par un modèle particulier. Néanmoins, la mesure des flux permet de s'affranchir de cette dépendance. Or, si l'on attribue les variations de flux des rayons X-mous aux variations liées à un disque d'accrétion, il semble que le responsable de la modulation de flux détectée sous forme de QPO est intimement lié au disque.

5.3 Cycle de trente minutes et éjections périodiques

Rodríguez *et al.* (1995) rapportent un suivi radio avec le télescope de Nançay, et le *Very Large Array* (VLA) entre 1993 et 1994, pendant lequel ils observent d'intenses bouffées radio. Peu après, Mirabel & Rodríguez (1994) observent avec le VLA des déplacements de matière (signalée par son émission radio) symétriques, dont la vitesse corrigée de l'aberration relativiste est d'environ 0.92c. Foster *et al.* (1996) rapportent la première campagne de suivi multi-longueurs d'onde avec le GBI (2.25 et 8.3 GHz) et BATSE (X-durs 20–100 keV) couvrant la période Septembre 1994–Mars 1996 (Jours Juliens Modifiés $\sim 49600 - 50200$) et distinguent deux types d'états radio récurrents :

³Ici je me tiens à l'interprétation d'une couronne d'électrons chauds à l'origine du rayonnement non thermique. Je note cependant que ce rayonnement pourrait provenir de l'émission d'un jet compact, jet présent souvent dans les états durs (Corbel 1999a, Fender *et al.* 1999, Fender *et al.* 2001a, Markoff, Falcke & Fender 2001). Les correspondances induites par les corrélations présentées ici ne changent cependant pas fondamentalement les conclusions générales sur la relation entre accrétion et éjection.

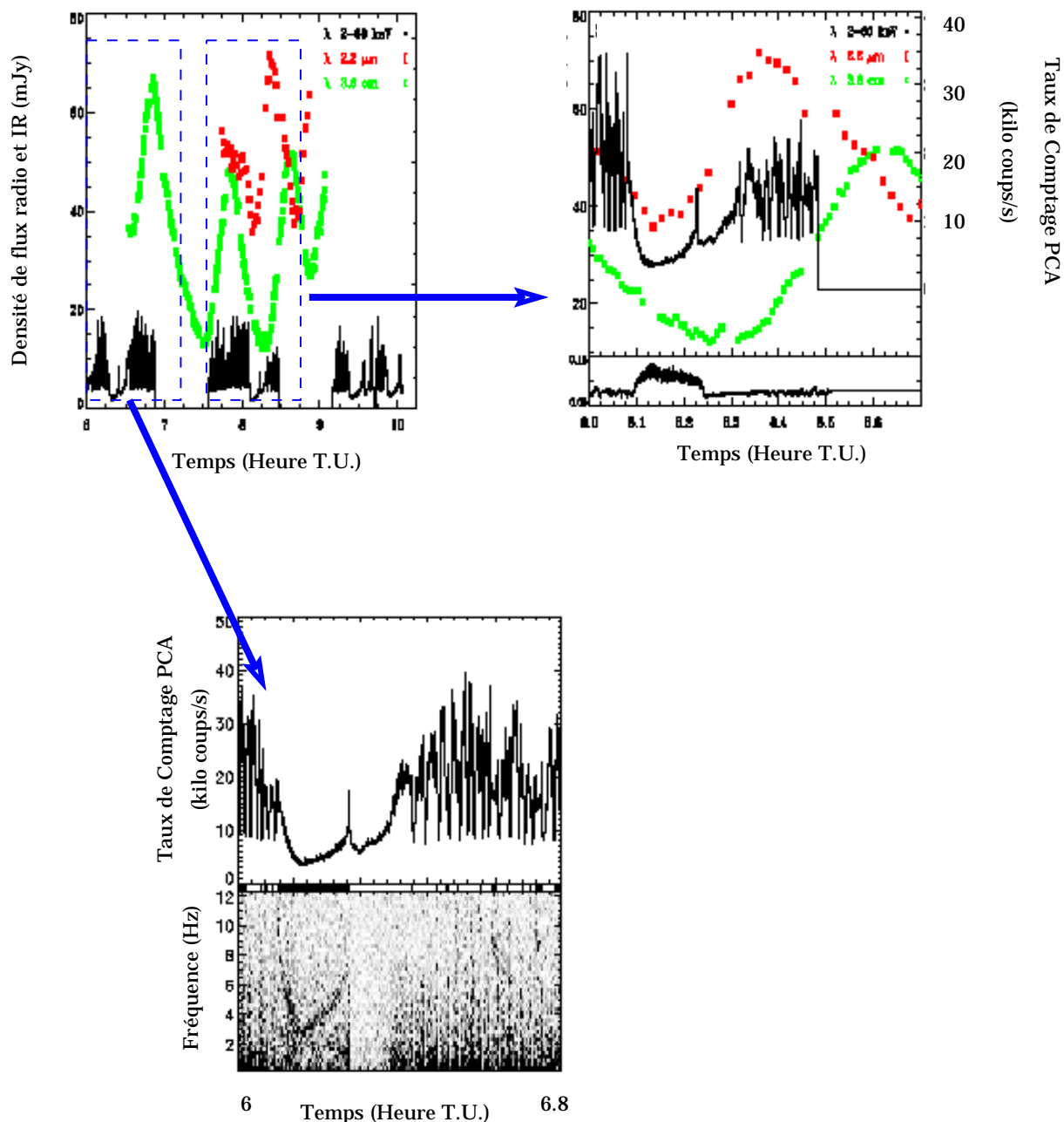


Figure 5.4: Correlations multi-longueurs d'onde et comportement du QPO de basse fréquence. Figure adaptée de Mirabel et al. 1998 pour l'aspect multi-longueurs d'onde. La figure supérieure gauche représente les courbes de lumière infra rouges ($2.2 \mu\text{m}$ en rouge) radio (3.6 cm en vert) et X (PCA $2-60 \text{ keV}$ en noir) couvrant environ 4 heures d'observations. La figure supérieure droite représente un zoom sur la période allant de 8h (temps universel) à 8h30, lorsque les observations dans les trois domaines sont simultanées. La partie inférieure de la figure représente un zoom sur la première portion d'observation (première révolution du satellite) avec la courbe de lumière PCA, et au dessous le spectre de puissance dynamique de l'observation. L'abscisse du panneau inférieur est le temps et l'ordonnée la fréquence, la noirceur du point représente ici la puissance associée à une certaine fréquence. On voit ici l'évolution d'une structure dont la fréquence semble corrélée au flux. Cette portion d'observation ainsi que la portion suivante sont au cœur de l'analyse présentée dans le chapitre suivant, dans l'article "IAEI et les QPO : Observations"

- Un état dit plateau pendant lequel le niveau moyen de flux radio s'élève à ~ 100 mJy. De manière corrélée, le niveau des émissions X dures s'accroît notablement. Les transitions vers ou bien depuis cet état sont assez rapides; les émissions naissent et disparaissent sur des périodes de l'ordre de la journée. Le spectre radio d'indice spectral nul (Foster *et al.* 1996) sera attribué à l'émission synchrotron d'un jet compact (Fender et al. 1999) partiellement auto-absorbé tel qu'observé au sein de GX 339-4.
- Un état "flamboyant" qui est toujours précédé par un état radio plateau où les courbes de lumière montrent d'intenses flambées dont le temps de croissance est inférieur à la journée et le temps de décroissance de forme exponentielle; les spectres radio sont caractéristiques de l'émission synchrotron d'un milieu optiquement mince.

Rodríguez et al. (1997) observent le 6 Septembre 1995 des observations quasi-périodiques du flux radio de période 30.2 minutes. Pooley (1995), mesure une quasi période de 38 minutes lors d'observations radio en Décembre 1995, et 22 minutes lors d'observations de Mai 1996 (Pooley 1996). La non répétition de la période exclu alors toute relation entre ces oscillations et un quelconque phénomène de période fixe (orbite, ou précession par exemple). L'observation d'oscillations conduit Fender *et al.* (1997) à penser à un phénomène d'éjection de type bulle de matière (chapitre 2), dont les éjections sont cependant émis bien plus fréquemment, et possèdent une masse bien moins élevée que les éjections superluminiques. Ces oscillations sont de même observées en infrarouge (Eikenberry *et al.* 1998), ce qui conduit Fender & Pooley (1998) à remarquer qu'un modèle simple de bulle de type van der Laan (1966) ne peut reproduire les observations notamment les similarités entre profils des sursauts radio et infrarouge. Ces oscillations de flux (et d'indice de photons) traduiraient alors l'émission de petites bulles tout d'abord absorbant leur propre rayonnement (spectre plat) puis devenant optiquement mince à mesure qu'elles se dilatent et s'éloignent de l'objet compact. On aurait alors une sorte d'hybride entre jet conique de type Blandford & Königl (1979), et éjections discrètes du type van der Laan (1966) (Fender & Pooley 2000, Klein-Wolt *et al.* 2002).

Belloni et al. (1997a) et Belloni et al. (1997b) étudient des observations RXTE de GRS 1915+105 et proposent, sur la base de mesures faites en ajustant les spectres avec le modèle de disque multicolore, un modèle d'instabilité de disque dans lequel les oscillations du flux X mou de type trente minutes (les deux articles présentent l'analyse d'observations de la classe ν) est dû à un vidage rapide des régions internes du disque d'accrétion suivi par un remplissage plus lent (les temps caractéristiques se comptent cependant en minutes dans les deux phases). Cette vision semble confirmée dans ses grandes lignes. Mais l'une des conclusions de l'article -à savoir qu'une partie non négligeable est avalée par le trou noir- est critiquable : d'une part le modèle utilisé souffre d'incertitudes et de restrictions sur la validité des paramètres issus des ajustements spectraux (Shimura & Takahara 1995, Merloni *et al.* 1999, Chapitre 4), et d'autre part si la matière ne brille pas cela n'implique pas forcément qu'elle soit absente (paragraphe 5.4.3).

A partir d'observations multi-longueurs d'onde faites notamment en radio, en infrarouge et en X (RXTE) Mirabel *et al.* (1998) et Chaty (1998), montrent à partir de l'observation du 9 Septembre 1998 (dont les propriétés spectrales et temporelles de l'émission de rayons X sont le sujet de l'article "l'AEI et les QPOs 1. Observations" inclu au chapitre suivant) une étroite corrélation entre les flux observés dans ces domaines (Figure 5.4). La courbe de lumière X est caractéristique d'une classe β ; peu après le pic de luminosité X, visible au milieu du creux d'environ 30 minutes, un sursaut infrarouge est détecté. Il est suivi d'un sursaut radio. Les auteurs interprètent les émissions infrarouges et radio comme la signature d'une bulle de plasma relativiste en expansion. Alors, quelque soit l'origine du creux X, l'éjection semble initiée par un changement

dans le disque. Les travaux de Naik & Rao (2000) confirment cette hypothèse pour l'origine de l'éjection en analysant des observations de classes χ (χ_1 et χ_3), β et θ . Dans les cas où des creux de luminosité de type oscillations de 30 minutes sont visibles en X, celles-ci précèdent toujours une éruption dans le domaine radio qu'ils observent avec le GBI. Ce type d'éjections correspond aux éjections reportées par Fender *et al.* 1997, à savoir l'émission fréquentes de bulles de plasma. Le type de jet observé dans les classes χ est de nature différente et se manifeste notamment par sa relative constance en flux en son indice spectral nul ou légèrement positif montrant la présence d'un jet de type compact partiellement auto-absorbé (Fender & Pooley 2000).

5.4 L'Instabilité d'Accrétion Éjection et le scénario de flot magnétique

Le modèle de base utilisé pour représenter les disques d'accrétion est le modèle dit de disque α ou Shakura-Sunyaev dont j'ai présenté les propriétés au chapitre 2. Dans ce type de représentation cependant l'accrétion de matière se fait de manière plutôt monotone, et l'on ne peut en particulier arriver à reproduire les différents états spectraux, et les transitions observées.

Différents modèles d'accrétion basés sur la turbulence dans le disque permettent l'extraction du moment cinétique de la matière située dans les régions internes du disque d'accrétion (ce qui lui permet d'être accrétée), et son transport vers des régions plus externes. S. Balbus et J. Hawley (1991), par exemple, ont montré l'existence d'une instabilité, source de turbulence de grande échelle ayant lieu lorsque le rapport des pressions thermiques et magnétiques, le facteur $\beta = 8\pi \times p/B^2$, est très supérieur à 1. Cela signifie que la pression magnétique $B^2/8\pi$ est faible devant la pression thermique $p = \rho kT/M$. Cette instabilité est l'Instabilité Magnéto-Rotationnelle (MRI).

Le problème principal de ce type de modèle est que le transport de moment cinétique ne se fait que de manière radiale. Or, dans le cas des sources de rayons X Galactiques, les phénomènes d'accrétion s'accompagnent d'éjections de matière, ceci étant vrai, par définition, pour les micro-quasars (cf. paragraphes précédents, et Mirabel *et al.* 1998). De plus, depuis qu'une association disque-jet (similaire à ce qui est observé dans GRS 1915+105) semble exister dans le cas des quasars (Marsher *et al.* 2002), il apparaît nécessaire d'inclure les phénomènes d'éjection dans toute modélisation de la physique des trous noirs accrétant.

M. Tagger et R. Pellat présentent une instabilité différente, localisée dans la partie la plus interne du disque, capable d'extraire le moment cinétique et l'énergie du disque de manière à énergétiser un jet.

5.4.1 Une instabilité dans les disques magnétisés

Sans rentrer dans les détails mathématiques⁴, l'Instabilité d'Accrétion Éjection (AEI par la suite) est une instabilité se développant dans les régions les plus internes du disque d'accrétion (à quelques rayons gravitationnels tout au plus) lorsque β est de l'ordre de 1, ou légèrement inférieur. Ainsi avec un champ magnétique moyennement fort, la physique régissant l'évolution du plasma est la dynamique des fluides magnétisés ou Magnéto-Hydro-Dynamique (MHD).

La composante de champ magnétique importante est ici la composante verticale, c'est-à-dire

⁴Ceux-ci sont largement décrits et démontrés par Tagger & Pellat 1999, les développements théoriques ultérieurs de l'instabilité sont de plus l'objet de la thèse de P. Varnière (2002), et certains calculs apparaissent dans l'article que nous avons écrit en collaboration et qui est inclus dans la suite (l'AEI et les QPO papier numéro 2)

celle qui est de direction perpendiculaire au disque. L'instabilité se manifeste par la formation d'une onde de densité de matière spirale (figure 5.5), très similaire aux bras spiraux galactiques, mais soutenus par le magnétisme plutôt que l'auto-gravité du disque.

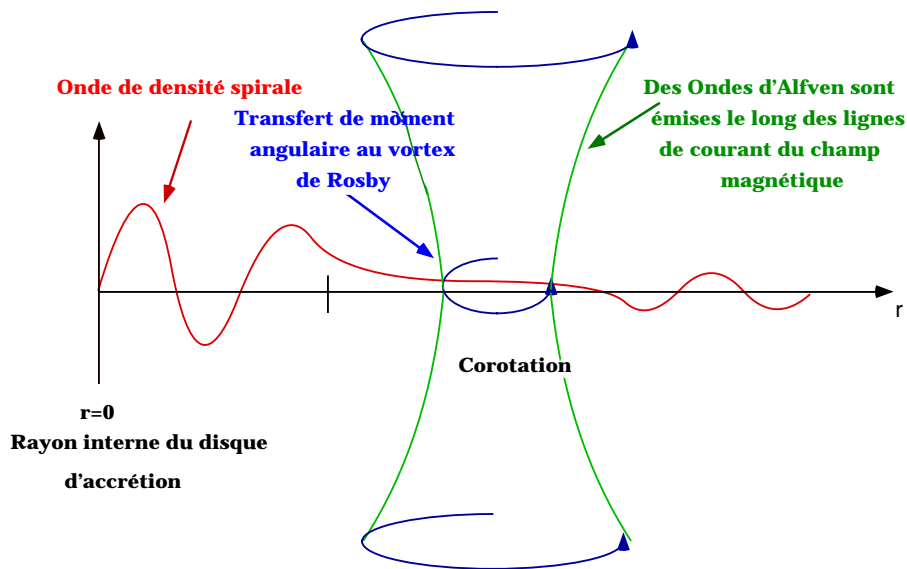


Figure 5.5: Représentation schématique de l'Instabilité d'Accrétion Éjection (AEI). L'énergie et le moment cinétique sont extraits des régions internes du disque, transportés vers le vortex de Rosby d'où ils peuvent être émis perpendiculairement au disque, le long des lignes de courant du champ magnétique.

La rotation différentielle va alors coupler cette spirale à un vortex (tourbillon) dit "de Rosby" au rayon de corotation, *ie* à l'endroit où la spirale tourne à la même vitesse angulaire que le plasma (qui est en révolution Képlérienne). La région interne comprise entre le bord interne du disque et le vortex, agit un peu comme une cavité de résonance, où seuls des modes discrets (nombres de bras) pourront être sélectionnés. A chaque réflexion sur le vortex un peu d'énergie et de moment cinétique sont extraits et stockés dans le vortex. Récemment P. Varnière et M. Tagger (2002) ont montré que sous certaines conditions (raisonnables) de rapports de densité entre couronne et disque, l'énergie et le moment angulaire pouvaient être émis perpendiculairement au disque, sous la forme d'onde d'Alfvén, apportant ainsi une source possible de l'énergie des jets.

5.4.2 L'AEI et les QPO

Outre le lien extrêmement intéressant entre accrétion et éjection, permettant d'expliquer une origine possible de l'énergie colossale dispensée dans les jets, cette instabilité permet de comprendre l'origine des oscillations quasi périodiques de faibles fréquences. En effet, Tagger et Pellat

(1999) montrent que seules les spirales possédant peu de bras sont favorisées. Ainsi, comme dans le cas des spirales galactiques, ces bras spiraux magnétiques apparaîtraient sous la forme de structures stationnaires orbitant dans le disque d'accrétion. Le phénomène d'oscillation périodique du flux serait dû alors à la révolution de la spirale de densité dont la fréquence est théoriquement prédite à environ 0.1-0.3 fois la vitesse de révolution Képlérienne du bord interne du disque.

L'un des premiers succès de ce modèle est la confirmation de la formation d'une spirale stationnaire lors des simulations numériques présentées par S. Caunt et M. Tagger (2001). Dans un disque d'accrétion sans structure particulière initiale, avec les conditions de champ magnétique indiquées, des bras spiraux apparaissent au bout de quelques révolutions Képlériennes; puis, avec le temps (nombre de révolutions) le nombre de bras diminue, jusqu'à ce qu'il n'en reste qu'un. En identifiant le QPO à la spirale de densité de l'AEI, les prédictions théoriques peuvent alors être explorées et la théorie contrainte par la comparaison avec les observations. Dans ce cadre, les QPO de basses fréquences peuvent apporter des diagnostics forts permettant de confirmer, d'infirmier ou d'affiner le modèle.

5.4.3 GRS 1915+105 et le scénario de flot magnétique

L'interprétation en termes d'AEI devient extrêmement excitante lorsque l'on se rappelle que des jets (compacts) sont couramment observés dans GRS 1915+105 (section 5.3) : le cycle de trente minutes initie l'éjection d'une bulle de plasma (Mirabel *et al.* 1998, Naik & Rao 2000), alors qu'un jet compact est présent dans certains états χ , et pendant le creux de rayons X caractéristique du cycle de trente minutes (Naik & Rao 2000, Fender & Pooley 2000, Klein-Wolt *et al.* 2002); or c'est aussi dans ces périodes que sont observés des QPO de basses fréquences (par exemple Munro *et al.* 1999).

Lorsque l'on se concentre sur le cycle de 30 minutes (dont la durée varie entre 20 et 40 minutes), propriété récurrente des classes α , β , λ , θ et ν , on peut se rendre compte qu'un QPO de basse fréquence apparaît systématiquement lors de la transition vers l'état dur (qui se manifeste par le creux), et dont la fréquence semble être corrélée au flux X mou et anti-corrélée au rayon interne du disque d'accrétion (figure 5.4, et Swank *et al.* 1997). M. Tagger (1999) présente un scénario qualitatif, en partant de l'identification de l'AEI comme source de QPO. Lorsque la configuration magnétique du disque change, il y a une transition entre MRI et AEI. Après la transition, le chauffage visqueux du disque n'est plus aussi efficace puisqu'une partie de l'énergie (et du moment cinétique) est redirigée vers le vortex. Le disque apparaît d'autant moins chaud, et son rayon d'autant plus large.

Il est cependant difficile d'expliquer l'origine de la transition (ce qui reviendrait à expliquer l'origine de la transition spectrale entre un état mou et un état dur), qui pourrait être due à un changement du taux d'accrétion, l'augmentation initiale du rayon interne du disque pouvant traduire une augmentation de la taille d'un ADAF interne (les deux modèles n'étant pas exclusifs), ou bien comme le proposent T. Belloni et ses collaborateurs (s'appuyant sur des observations multi-longueurs d'onde comme Klein-Wolt *et al.* 2002) la transition pourrait être initiée par l'accrétion subite d'une grande partie des régions internes du disque. L'accrétion depuis les régions les plus externes continue, ce qui a pour effet de rapprocher le disque de l'objet compact; peu à peu β augmente jusqu'à ce que l'AEI soit stoppée. Dans la classe β les courbes de lumière montrent un pic de flux intermédiaire qui se traduit par la coupure du QPO (figure 5.4) et l'éjection d'une bulle de matière (Mirabel *et al.* 1998, Chaty 1998 et paragraphes précédents).

Cependant, l'un des principaux résultats présentés dans la suite de cette thèse est qu'il

semble que le QPO apparaisse avant le cycle. Ceci pourrait signifier que le QPO est le déclencheur de la transition, et n'en est pas une conséquence, ce qui, si on identifie le QPO et la spirale de l'AEI, serait en bon accord avec le scénario de flot magnétique.

5.5 Paramètres généraux du système

<i>Coordonnées équatoriales</i>	$\alpha = 19\text{h } 15\text{min } 11.5\text{s}$ $\delta = +10^\circ 56' 44''$
<i>Coordonnées Galactique</i>	$l^{II} = 45.37^\circ$ $b^{II} = -0.22^\circ$
<i>Distance</i>	11.5 kpc
<i>Inclinaison du système</i>	$70 \pm 2^\circ$
<i>Masse de l'objet compact</i>	$14 \pm 4 M_\odot$
<i>Type Spectral du compagnon</i>	K-M III
<i>Masse du compagnon</i>	$1.2 \pm 0.2 M_\odot$
<i>Vitesse des jets</i>	0.92–0.98 c

Tableau 5.1: Paramètres généraux de GRS 1915+105 .

Chapitre 6

L’Instabilité d’Accrétion Éjection une origine possible des QPO de basses fréquences dans GRS 1915+105 et GRO J1655–40.

6.1	Pourquoi revenir sur GRO J1655–40 et GRS 1915+105?	51
6.2	Stratégie d’approche	52
6.3	Article publié dans A&A : L’AEI et les QPO 1. Observations	52
6.4	Article publié dans A&A : L’AEI et les QPO 2. Effets relativistes	64
6.5	Conclusion	75

6.1 Pourquoi revenir sur GRO J1655–40 et GRS 1915+105?

L’AEI bien que n’étant pas un modèle de rayonnement, possède au moins une signature observationnelle forte (Tagger & Pellat 1999, Tagger 1999) : la spirale se manifesterait par une oscillation du flux de rayon X, que M. Tagger (1999, 2000) associe au phénomène d’oscillations quasi-périodiques couramment observé dans ce type de sources. Selon Tagger & Pellat (1999) la spirale de matière orbite dans le disque à une fréquence d’environ 0.1–0.3 fois la fréquence Képlérienne au bord interne du disque d’accrétion. Lorsque le rayon R du disque diminue, la fréquence devrait varier comme $R^{-3/2}$: plus le disque est proche, plus la fréquence est élevée. Sobczak *et al.* (2000) en étudiant les corrélations entre paramètres des QPO de basses fréquences, montrent que si la fréquence des QPO dans XTE J1550–564 suit bien ce sens, dans GRO J1655–40 au contraire la fréquence augmente avec la taille du rayon interne. Cette observation semble donc contredire un phénomène d’origine Képlérienne, alors que d’autre part leurs observations suggèrent un lien entre disque et QPO (chapitre 4).

Mais estimer que la tendance observée dans GRO J1655–40 contredit définitivement l’AEI est aller trop vite. Il faut en effet confirmer, en regard des travaux de Merloni *et al.* (1999), cette “inversion de corrélation” par la répétition du travail présenté par Sobczak *et al.* (2000), en incluant un critère restrictif sur la validité, ou du moins la crédibilité de la mesure du bord interne du disque (chapitre 4).

L’environnement proche du trou noir est un lieu où la métrique de l’espace-temps est modifiée :

il faut tenir compte de corrections sur les valeurs du rayon interne retenues (Ebisawa *et al.* 1994, Shimura & Takahara 1995). Il faut aussi tenter d'inclure un champ gravitationnel fort dans les calculs théoriques relatifs à l'AEI, afin de connaître les signatures de l'instabilité dans ces conditions, et les comparer aux observations.

Des points d'analyse présentés par Sobczak et ses collaborateurs, très peu, concernant l'éruption de 1998–1999 de XTE J1550–564, sont valables selon notre critère. L'éruption d'avril 2000 de XTE J1550–564, plus tardive que la réalisation de la présente étude, sera étudiée en partie trois. Par souci de comparaison, je me suis tourné vers l'observation de GRS 1915+105 du 09 Septembre 1997, présentée au chapitre 5. Cette observation présente l'avantage de montrer plusieurs cycles de trente minutes en X (observation de la classe β), permettant de suivre plus précisément les variations de fréquence de QPO et des paramètres spectraux.

6.2 Stratégie d'approche

Dans le cas de GRO J1655–40, j'ai réduit et analysé les spectres en énergie. Ils sont ajustés entre 2.5 et 20 keV, avec un modèle de disque multicolore et une loi de puissance absorbés à basse énergie. Je ne retiens les valeurs du bord internes que lorsque le flux total du disque entre 2 et 50 keV était supérieur à 50% du flux total dans cette bande spectrale. Les mesures de fréquences des QPO sont sujettes à moins de restrictions; elles sont tirées de Sobczak *et al.* (2000).

Dans le cas de GRS 1915+105, l'utilisation du spectre de puissance global, *i.e.* où le résultat est la moyenne d'un grand nombre de spectres calculés sur des intervalles plus courts (chapitre 3), n'apparaît peut-être pas comme un outil de choix pour l'étude du QPO; en effet, ce processus résultera en un élargissement du pic traduisant l'oscillation, puisque la fréquence semble suivre le flux (Markwardt, Swank & Taam 1999). On utilisera des spectres de puissance dynamiques pour identifier "visuellement" l'éventuelle présence d'un QPO, et ses variations de fréquence. Pour mesurer plus précisément les fréquences, on produira ensuite des spectres de puissance "classiques" calculés par périodes de 16 s; leur statistique, par rapport à un spectre calculé sur l'intégralité de l'observation, est dégradée; cependant l'utilisation du spectre de puissance comme guide pour l'identification du "bon" pic permet de lever toute ambiguïté sur la fréquence.

Pour obtenir les paramètres spectraux de la source, j'ai extrait, tout au long des deux premiers creux de luminosité X, des spectres en énergie simultanés avec les spectres de puissance et accumulés de manière à obtenir la meilleure résolution spectrale. Ceci est possible seulement avec des données échantillonnées à 16 s. D'où les intervalles de calculs des spectres de puissance. Les observations et résultats ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* qui est présentée au paragraphe suivant.

6.3 Article de recherche "l'AEI et les QPO dans les binaires à trou noir : Observations avec RXTE"

Résumé de l'article

A partir de la stratégie d'étude présentée au paragraphe précédent, nous confirmons l'observation de Sobczak *et al.* (2000) : la fréquence du QPO croît lorsque le rayon interne du disque d'accrétion s'accroît. Ceci est donc contraire à une origine Képlérienne. Lorsque l'on observe GRS 1915+105, le sens "habituel" d'évolution de la fréquence est observé. Il pourrait être tentant dans ce dernier cas de voir les deux sens de la corrélation, mais le critère de validité nous pousse à systématiquement rejeter les points présentant la corrélation "inversée". Cette confirmation de la corrélation ouvre

en réalité des perspectives intéressantes dans le cadre de l'AEI comme nous le verrons au paragraphe suivant.

Il est important de remarquer les différences notables entre les deux sources lorsque les ajustements fournissent des points aberrants : dans le cas de GRO J1655–40 lorsque le disque prend des valeurs très faibles, la température croît comme l'on peut s'y attendre selon les bases du modèle de disque multicolore, ce qui semble aussi être le cas dans XTE J1550–564 (Sobczak *et al.* 1999a, Sobczak *et al.* 2000). Ces divergences marqueraient alors les limites de validité du modèle liées à sa simplicité. En revanche, dans GRS 1915+105 lorsque le rayon prend des petites valeurs, la température peut aussi diminuer dans le même temps. Ceci pourrait indiquer l'émission d'une région d'aire très faible contenue ou non dans le disque et légèrement plus chaude que le disque.

Accretion-ejection instability and QPO in black hole binaries

I. Observations

J. Rodriguez, P. Varnière, M. Tagger, and Ph. Durouchoux

Service d'Astrophysique (CNRS URA 2052), CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

Received 23 May 2000 / Accepted 25 February 2002

Abstract. This is the first of two papers in which we address the physics of the low-frequency Quasi-Periodic Oscillation (QPO) of X-ray binaries, in particular those hosting a black hole. We discuss and repeat the recent analysis and spectral modelling of the micro-quasar GRO J1655-40 by Sobczak et al. (2000, hereafter SMR), and compare it with GRS 1915+105; this leads us to confirm and analyze in more detail the different behavior noted by SMR, between GRO J1655-40 and other sources, when comparing the correlation between the QPO frequency and the disk inner radius. In a companion paper (Varnière et al. 2002, hereafter Paper II) we will show that these opposite behaviors can be explained in the context of the Accretion-Ejection Instability recently presented by Tagger & Pellat (1999). We thus propose that the difference between GRO J1655-40 and other sources comes from the fact that in the former, observed in a very high state, the disk inner radius always stays close to the Last Stable Orbit. In the course of this analysis, we also indicate interesting differences between the source properties, when the spectral fits give an anomalously low inner disk radius. This might indicate the presence of a spiral shock or a hot point in the disk.

Key words. accretion, accretion disks – X-rays: binaries – stars: individual: GRS 1915+105, GRO J1655-40

1. Introduction

The observation of Quasi-Periodic Oscillations (QPOs) in X-ray binaries is widely considered as a key to understanding the physics of the inner region of accretion disks around compact objects. Although the origin of the QPOs is still debated, it is considered that such models should yield information of prime importance on the physics and the geometry of the accretion process, in these and other accreting sources. In particular, in the last years, many observational results have pointed to the importance of a low-frequency QPO, found in binaries hosting neutron stars or black holes. A recent result, reported by Psaltis et al. (1999), shows that in these sources its frequency is correlated with that of a higher-frequency QPO (in neutron-star binaries, this is the lower of the pair of so-called “kHz QPOs”), believed to be close to the rotation frequency at the inner edge of the disk. Thus the frequency of this QPO ranges from $\lesssim 1$ to a few tens of Hz in black-hole and neutron-star binaries. It has been intensively studied, in particular, in the micro-quasar GRS 1915+105, where its occurrence in the low-hard state is so frequent that it has been dubbed the “ubiquitous” QPO (Swank et al. 1997; Markwardt et al. 1999, hereafter SM97 for both these references). These studies have allowed SM97

and Muno et al. (1999) to find a number of correlations, showing that the QPO probably has its origin in the disk, although it affects more strongly the coronal emission.

One of these correlations involves the QPO frequency and the color radius of the disk r_{col} , considered as a measure of the disk inner radius r_{int} . Even though this is not a very tight correlation, it would mean that the QPO frequency would most often correspond to a Keplerian rotation frequency in the disk, at a radius of a few times (typically ~ 2 to ~ 5) r_{int} ; this is consistent with the correlation of Psaltis et al. (1999), where the high-frequency to low-frequency ratio is about 11, assuming, as usually believed, that the high-frequency QPO is close to the Keplerian frequency at the inner edge of the disk.

However these observational results must be taken with extreme caution: r_{col} is obtained from a fit of the source spectrum with a model, and the results of the fit raise many questions:

1. The model spectrum consists of a multi-color black-body part, thought to originate in an optically thick disk, and a power-law tail at higher energies, considered as inverse Compton emission from a hot corona which might lie either above the disk, or in the region between the disk and the central object. We will call them, for simplicity, the disk and coronal emissions respectively. However in the low-hard state where

the low-frequency QPO is most often seen, the coronal emission often dominates the disk one, even at low energies. In this case the extraction of the disk parameters becomes difficult.

2. Indeed the fits often give values of r_{col} which must clearly be ruled out, since they are extremely low and sometimes even within the Schwarzschild radius.
3. In a recent paper Merloni et al. (2000, hereafter MFR) have shown that other effects, associated with the vertical structure of the disk, could strongly affect the determination of the disk parameters. Using synthetic spectra to test the fitting algorithm, they find that the disk black body model underestimates the radius by a factor which may be quite large, when the coronal emission dominates the disk emission. This makes the extraction of disk parameters difficult, since we have little information on the conditions causing this effect.
4. Even when the disk emission is strong enough to allow a reliable fit, the model spectrum contains assumptions which may affect the outcome. In particular the disk is assumed to be axisymmetric with a temperature varying as $T^{-3/4}$, following the standard α -disk model. These are strong assumptions which may affect the validity of the fit parameters. However, since the RXTE/PCA data starts above 2 keV, the observations are not very sensitive to the whole structure of the disk itself. On the other hand, various corrections (e.g. due to electron scattering) must be applied. One can only expect that, when the assumptions are not too far from reality, there is a proportionality between the color radius r_{col} and the disk inner radius r_{int} .

Points (1–3) above thus lead us to take with extreme caution, or rule out, determinations of the disk parameters when the ratio of the disk black body flux (determined from the fit) is less than about half of the total flux. We will see below that indeed, among the data points we obtain for GRO J1655-40, *all* the ones giving anomalously low values of r_{col} are excluded if this criterion is applied. On the other hand point (4) above is much more difficult to address, as long as we have no observational tests of the disk structure. Determining the nature of the QPO would be very likely to shed light on this, but this also depends on our knowledge of the disk parameters.

Recently SMR have analyzed observations of the micro-quasar GRO J1655-40, and found that in this source the low-frequency QPO differed markedly from other sources, in particular XTE J1550-564: the color radius was found to be quite small (down to a few kms), and to increase with the QPO frequency. On the contrary in XTE J1550-564, and in most observations of other sources, the color radius and the QPO frequency are inversely correlated.

In this paper our goal is to check this reversed correlation which (as will be seen in Paper II) might be consistent with the explanation of this QPO by the Accretion-Ejection Instability (AEI) recently presented in Tagger & Pellat (1999). It would be due to relativistic effects,

when the disk inner radius approaches the Last Stable Orbit. Thus we begin in Sect. 2.1 by reconsidering the data points from GRO J1655-40 presented by SMR, repeating the whole data reduction and fitting process; we discuss them in regard to the criterion of MFR, which we take as a guide for the validity of the fitting procedure. This results in excluding all the points at anomalously low radius values, and retaining points only in a limited radial range. We then turn to the other source studied by SMR, XTE J1550-564, but the criterion of MFR leads us to exclude almost the whole data set: the source was at the time of the study in an extremely bright high soft state/ very high outburst state. We thus chose to study a different source, GRS 1915+105, because its high variability and the large number of observations including the low frequency QPO suggested that we could explore the radius-frequency correlation over a much broader range of values for r_{col} . In particular the observations of SM97 showed that, during the much studied 30 min cycle of that source, both ν_{QPO} (the QPO frequency) and r_{col} vary by a large factor, and apparently in opposite directions. The choice of this particular observation was driven also by the existence of a multiwavelength campaign (Mirabel et al. 1998), that could allow a richer discussion between QPOs, disk instabilities and ejections of plasma, since several authors have now linked the changes of luminosity to disk instabilities (e.g. Feroci et al. 1999; Fender et al. 2002, and references therein). We have thus analyzed two such cycles, essentially repeating the analysis of SM97 and turning our attention to the frequency-radius correlation.

We will present the observations of GRO J1655-40 and GRS 1915+105 in Sects. 2.1 and 2.2 respectively. We will then in Sect. 2.3 discuss and compare the results, which will be then be confronted with a theoretical model in Paper II. We will also discuss the different behaviors observed when the disk color radius takes anomalously small values, leading to a discussion of disk properties and to a possible explanation for these very small values.

2. Data reduction and analysis

2.1. GRO J1655-40

GRO J1655-40 (Nova Scorpii 1994) was discovered in 1994 by the Burst and Transient Source Experiment (BATSE) (Wilson et al. 1994). Its optical counterpart was discovered in 1995 (Bailyn et al. 1995), and the orbital parameters gave a primary mass of $7.02 \pm 0.22 M_{\odot}$ (Orosz & Bailyn 1997; van der Hooft et al. 1998), placing it well above the $3 M_{\odot}$ maximum mass for neutron stars. Its distance is estimated at 3.2 ± 0.2 kpc (Hjellming & Rupen 1995), with an inclination angle $\sim 69.5^{\circ}$. GRO J1655-40 is also known as one of the few galactic microquasars, since radio observations show two extended radio lobes with superluminal motions (Hjellming & Rupen 1995). In order to be able to compare directly the results on the disk color radius with the ones presented below for GRS 1915+105, we have re-done the data reduction and analysis of the

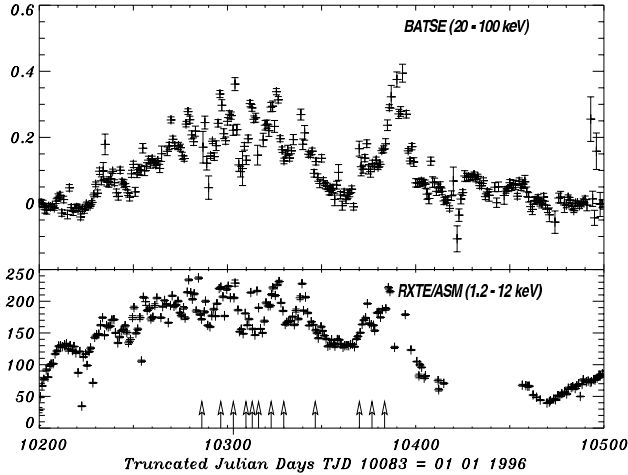


Fig. 1. GRO J1655-40 light curves during 1996, obtained at high energies with BATSE (20–100 keV) and at lower ones with the RXTE All Sky Monitor (1.2–12 keV). Arrows show the dates where low-frequency QPO were observed.

series of twelve public observations (AO1) of GRO J1655-40 during its 1996 outburst (see Fig. 1), already presented by SMR, when QPO were observed. Figure 1 shows the BATSE and RXTE ASM light curves during that period, and the dates where QPO were observed. Table 1 gives the corresponding disk parameters.

For our analysis the RXTE spectra were obtained using only the Proportional Counter Array (hereafter PCA). We used the standard 2 data only when the offset pointing was less than 0.02° and the elevation angle above 10° ; in almost all cases all the PCU were “on” during the observation, but we chose to use only the spectra extracted from PCU 0 and 1 separately, and then fit them together in XSPEC. Given the high flux of the source this allows us to get sufficient statistics while limiting the effects associated with the various PCUs. The data reduction/extraction was made following the standard RXTE data reduction. In order to compare precisely with the results of SMR, we have used FTOOLS package 4.1, but checked that package 5.0 gave nearly identical results.

We first generated spectra using all the PCU layers, which gives a higher count rate, and then extracted spectra only from the top layer; the fits parameters deduced with the two methods presented no significant differences, and since there was, for this source, no particular need to get the highest count rate (the source was sufficiently bright, and the exposure sufficiently long that the data had small statistical errors), the results presented here are obtained with the later method. The background was estimated using the PCABACKEST tool version 2.1, and we chose to ignore channel energies below 2.5 keV, and above 20 keV, in order to use the best detector energy band (choosing this band, we avoided the uncertainties due to the response matrix at lower and higher energies, and the problems due to background subtraction near 25 keV – see also SMR); we then added a systematic error of 1.5% on each data point. The response matrices were generated

using the PCARSP tool version 2.38, and we deadtime correct the spectra following the RXTE cook book method. The spectral fits were obtained using XSPEC version 10., using the multicolor disk blackbody model with a power law tail at higher energy, and a hydrogen column absorption fixed at $N_{\text{H}} = 0.9 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ as found with ASCA (Zhang et al. 1997a). We have found that no other contributions to the spectrum (e.g. iron line) needed to be introduced in the fit, giving results consistent with those of SMR while reducing the number of fit parameters. On the other hand, since there is little uncertainty on the QPO centroid frequencies, we have not re-done the power spectra analysis, and we use here the frequency values given by SMR.

Table 1 shows the results of our fits. Column 7 shows the ratio (Disk black body flux/total flux) which, according to MFR, we will first use to discriminate between two different spectral states of the source. For our purpose, the total flux is obtained by extrapolating the spectra to 50 keV. Table 1 shows that the observations clearly come in two categories: one where the ratio Disk black body flux/total flux is lower than .5, so that according to the criterion of MFR the disk radius value should be considered as unreliable, and where indeed the radius is *always* unrealistically low; and one where the ratio is higher than .5 and where the obtained radius appears to be more trustworthy: it lies in the range we expect for a disk around a black hole, and gives more consistent values.

Figure 2 shows the spectra for the first two observations, typical of these two behaviors: on July 25 the disk emission dominates at low energy, allowing a satisfying spectral fit. On August 1 the coronal emission dominates at all energies, and results in an unreliable fit. Figure 3 is the resulting plot, for the data points we retain, of the QPO centroid frequency versus the disk color radius, where r_{col} is given in km, with $R^* = ((r_{\text{col}}/\text{km})/(D/10 \text{ kpc}))^2 \cos \theta$ R^* being the XSPEC dimensionless parameter. Comparing with Fig. 2 of SMR, we note that the points we exclude correspond to higher temperatures and lower disk flux. It is quite remarkable that they are also the observations where a higher frequency QPO is simultaneously observed. This might confirm that indeed the disk is in a different state in the observations we retain and the ones we reject, but we will not attempt to explore an explanation, which would clearly require reaching a much better understanding of the disk behavior than our present one – although in our discussion we will contrast this with the behavior of GRS 1915+105. On the other hand, with the data points we retain, we confirm the general tendency noted by SMR that, contrary to other sources, the QPO frequency increases with increasing disk radius in GRO J1655-40.

2.2. GRS 1915+105

We thus turn to the microquasar GRS 1915+105. This source has been the object of very frequent observations,

490

J. Rodriguez et al.: AEI and QPO in BH binaries. I.

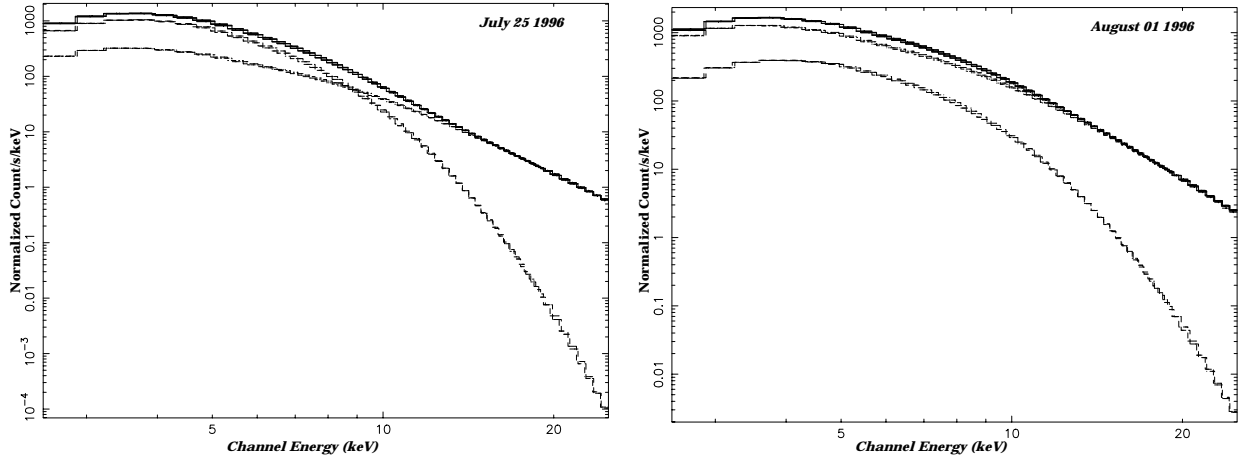


Fig. 2. Spectral fits for the first two observations of GRO J1655-40. On July 27 the black-body part dominates at low energy, allowing a satisfying extraction of disk parameters. On August 1 the coronal part dominates at all energies. The plots show (top curve) a superposition of spectra from PCU's 0 & 1, and (lower curves) the spectral components (multicolor black body and power-law tail) obtained from the fit. The X axis is in keV, and the Y axis is in counts/sec/keV.

Table 1. Best fit parameters for the observations of GRO J1655-40. $R^* = ((R_{\text{col}}/\text{km})/(D/10 \text{ kpc}))^2 \cos \theta$, where θ is the inclination angle. Powerlaw normalization is in unit of photon/cm²/s at 1 keV.

#	Date	T_{col} (keV)	R_{col}	α	Powerlaw	Ratio	χ^2_{ν} (91 d.o.f.)
1	07-25-96	$1.272 \pm 3.6 \times 10^{-3}$	20.62 ± 0.15	2.589 ± 0.022	15.93 ± 0.98	0.64	0.69
2	08-01-96	$1.63 \pm 1.4 \times 10^{-2}$	8.41 ± 0.28	2.49 ± 0.012	50.68 ± 1.78	0.21	0.76
3	08-06-96	$1.53 \pm 8.7 \times 10^{-3}$	10.90 ± 0.23	2.65 ± 0.013	47.93 ± 1.856	0.31	0.7
4	08-15-96	$1.247 \pm 3.7 \times 10^{-3}$	20.69 ± 0.15	2.56 ± 0.024	13.58 ± 0.9	0.65	0.98
5	08-16-96	$1.27 \pm 6.6 \times 10^{-3}$	16.88 ± 0.27	2.59 ± 0.016	34.40 ± 1.578	0.36	0.82
6	08-22-96	$1.25 \pm 5 \times 10^{-3}$	19.10 ± 0.20	2.6 ± 0.017	26.79 ± 1.26	0.47	0.62
7	08-29-96	$1.59 \pm 1.2 \times 10^{-2}$	9.41 ± 0.27	2.54 ± 0.013	50.28 ± 1.86	0.24	0.68
8	09-04-96	$1.25 \pm 4 \times 10^{-3}$	20.56 ± 0.17	2.61 ± 0.02	19.50 ± 1.0	0.59	0.72
9	09-20-96	$1.23 \pm 3.6 \times 10^{-3}$	21.10 ± 0.14	2.49 ± 0.023	9.94 ± 0.65	0.69	0.7
10	10-15-96	$1.29 \pm 3.5 \times 10^{-3}$	20.80 ± 0.13	2.36 ± 0.028	7.098 ± 0.56	0.74	0.6
11	10-22-96	$1.28 \pm 3.5 \times 10^{-3}$	21.13 ± 0.13	2.48 ± 0.025	10.79 ± 0.76	0.70	0.62
12	10-27-96	$1.32 \pm 5 \times 10^{-3}$	17.84 ± 0.21	2.64 ± 0.017	34.31 ± 1.66	0.46	0.7

many of them showing the low-frequency QPO and strong variability. In particular, the very exhaustive analysis of Munro et al. (1999) shows the QPO, in different spectral states, and over a large range of frequencies. Furthermore, SM97 had shown that, during the ~ 30 min cycles of GRS 1915+105, the QPO could be tracked at a varying frequency, together with a color radius varying by a factor ~ 5 , during the “low and hard” part of the cycle. These cycles have been extensively studied; multiwavelength observations (Mirabel et al. 1998; see also Chaty 1998) have shown them to be associated with supra-luminal ejections, and they turn out to be the most frequent type of behavior of that source after the steady ones (Munro et al. 1999; Belloni et al. 2000). Observing the correlated changes of radius and QPO frequency during such events may limit the influence of other effects, such as the mass accretion rate etc., and provide a way to analyze the disk history during such events. This could then complement the

analysis of Belloni et al. (2000), based only on color-color diagrams.

Figure 4 shows three consecutive cycles observed by RXTE on 1997 Sep. 9. The first cycle is the one shown in detail by SM97, while the second cycle was the object of the multiwavelength observations of Mirabel et al. (1998). We have thus chosen to analyze these two consecutive cycles: we repeat the analysis of SM97 for the first cycle, using for the spectral fits and color radius derivation the same procedure as for GRO J1655-40. In order to confirm the results we obtain, we repeat the same analysis for the following cycle. We have also made a rapid analysis showing that the same behavior is observed during the third cycle. We treat only the time interval over which the QPO was observed by SM97, i.e. starting near the transition from the high/soft to the low/hard state, and ending at the intermediate peak halfway through the low state. At that time the QPO disappears, and the

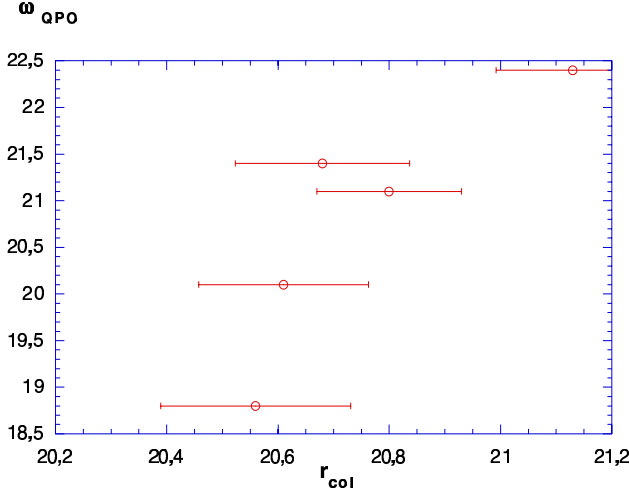


Fig. 3. Plot of νQPO vs. r_{col} for GRO J1655-40. X axis is in km, Y axis is in Hz.

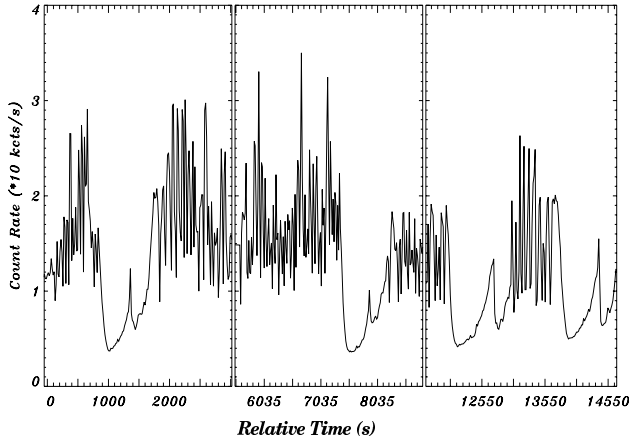


Fig. 4. Lightcurve of GRS 1915+105 during the whole observation of 1997 Sep. 9. X axis is in seconds since the beginning of the observation, Y range is in count/s.

power-law emission decreases dramatically (Mirabel et al. 1998; Chaty 1998).

2.2.1. Spectral analysis

Our goal was to track the variations of the QPO frequency and of the disk color radius, while they vary rather rapidly. We thus reduced the time interval over which the spectral fit and the QPO frequency determination were obtained, to the minimal value compatible with sufficient statistics. We used the standard 2 data accumulated over 16s intervals; although the source occasionally varies on shorter time scales, we have checked that this does not affect the results we present. Due to the poorness of the statistics, we extracted spectra from all available PCU (though only PCU 0 to 3 were “on” during the whole observation), and all layers to get the most possible incoming flux. The spectra, after dead time correction and background correction, were first fitted, as for GRO J1655-40, between 2.5 and 20 keV in XSPEC with the standard model consisting of

a multicolor disk blackbody and a power law tail at higher energy, taking into account a low energy absorption with N_H fixed at $5.7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Markwardt et al. 1999). The fits were not satisfactory, with an average reduced χ square ~ 2.5 . An analysis of the residual showed a large difference between the spectra and the model used around 6 keV, so that in a second pass we added to the model an iron emission line, with centroid energy found at ~ 5.9 keV.

As for GRO J1655-40, the coronal emission dominates the light curve in some observations. We thus choose the following procedure: we distinguish in the observations a high state and a low state; the latter is defined by the combination of a low temperature ($\lesssim 1$ keV) and a large radius. In this state, the coronal contribution dominates but the correction of MFR (which was derived for high states) should not apply, and the color radius is much larger than at other times, so that we retain these points – which correspond to most of the intervals where the QPO was present. In the high state on the other hand, the radius is much lower and we apply the same criterion as above, retaining only data points where the black-body contribution exceeds half of the total (extrapolated to 50 keV), although we find that in general the radius values for the rejected points are more consistent than in GRO J1655-40. The resulting parameters and classification are presented in Table 2.

2.2.2. Temporal analysis

As we wanted to follow the QPO in the range 2–12 Hz found in SM97, we generate power spectra for the first cycle of Fig. 4 using the binned data, with 8 ms resolution, and the event data with time resolution of $62 \mu\text{s}$ collected during 4 s accumulation, after background correction. Actually the background is so low that retaining it would change the results only by less than $\sim 5\%$. From this we generated a dynamical power spectrum of the source, repeating the analysis of SM97. Our result, shown in Fig. 5 (left), confirms theirs: the shaded, U-shaped pattern seen on the lower part of Fig. 5 between times ~ 1000 and ~ 1500 , shows the QPO frequency and its evolution during the cycle. We then repeated this analysis for the second cycle, confirming the generality of this behavior (Fig. 5, right).

The second step was then to track as precisely as possible the QPO frequency, and to correlate it with the disk color radius extracted with the same process used for GRO J1655-40 in Sect. 2.1. We do this using the same time resolution data, but with exposures of 16 s. Power spectra were then generated using POWSPEC version 1, after background subtraction and collimator correction; they were then fitted with a model consisting of a power law with average index ~ -1.5 , plus a Lorentzian whose line center is taken as the QPO centroid frequency; in some cases several Lorentzians were required to fit the 16 s power spectrum; we then chose the one closest to the frequency at which power was strong in power spectra of

Table 2. Spectral and temporal fit parameters for GRS 1915+105, for each interval. $R^* = ((r_{\text{col}}/\text{km})/(D/10\text{kpc}))^2 \cos \theta$, where θ is the inclination angle, and R^* is the XSPEC blackbody normalization parameter. Q is a parameter relative to the QPO width with $Q = \nu_{\text{QPO}}/\sigma_{\text{QPO}}$. Spectral states are defined by the values of the disk and the power law parameters; in particular a low state is defined by a low disk temperature ($\lesssim 1$ keV) and a high radius, together with a predominance of the power law component. Based on the criterion of Merloni et al., we reject data points in the high state when the ratio $F_{\text{dbb}}/F_{\text{tot}}$ is $< .5$.

interval (s)	T_{in} (keV)	r_{col} (km)	α	Powerlaw	χ^2_{ν} (40 d.o.f.)	QPO freq. (Hz)	Q	χ^2 (d.o.f.)	$\frac{F_{\text{dbb}}}{F_{\text{tot}}}$	Spectral state
116403340-116403356	1.44	40.76	2.74	47.84	0.63	****			0.44	high state
116403360-116403376	1.43	33.26	2.79	50.3	0.78	7.16	15.42	23.51 (41)	0.30	high state
116403380-116403396	1.28	33.66	2.79	39.03	0.85	5.60	32.27	31.70 (35)	0.2	high state
116403400-116403416	0.75	130.55	2.63	24.45	1.29	4.81	6.25	35.5 (51)	0.29	low state
116403420-116403436	0.70	141.56	2.68	22.15	1.11	4.31	13.77	16.90 (35)	0.29	low state
116403440-116403456	0.74	136.82	2.52	12.7	0.95	3.95	5.56	24.98 (31)	0.41	low state
116403460-116403476	0.70	151.96	2.57	10.61	1.01	3.16	5.74	20.02 (31)	0.48	low state
116403480-116403496	0.69	162.55	2.42	6.67	0.7	2.73	10.11	18.29 (27)	0.59	low state
116403500-116403516	0.66	201.13	2.34	5.21	0.68	2.77	10.28	19.42 (35)	0.68	low state
116403520-116403536	0.73	144.69	2.43	6.21	0.83	2.56	13.83	19.95 (35)	0.63	low state
116403540-116403556	0.72	143.84	2.53	8.78	0.97	2.90	7.27	43.02 (58)	0.57	low state
116403560-116403576	0.72	159.63	2.34	5.38	1.1	2.96	16.44	31.97 (41)	0.68	low state
116403580-116403596	0.68	177.95	2.56	9.65	1.18	3.11	5.09	33.08 (41)	0.61	low state
116403600-116403616	0.69	169.5	2.54	9.52	1.12	3.28	5.66	45.83 (41)	0.57	low state
116403620-116403636	0.70	164.87	2.64	12.47	1.03	3.54	3.27	24.74 (33)	0.55	low state
116403640-116403656	0.71	166.15	2.52	10.64	0.97	3.56	5.65	28.59 (36)	0.54	low state
116403660-116403676	0.67	178.83	2.72	15.66	1.12	3.98	2.60	23.31 (36)	0.5	low state
116403680-116403696	0.70	163.07	2.72	16.51	1.11	****			0.50	low state
116403700-116403716	0.77	133.77	2.61	13.64	1.16	4.13	2.77	49.29(45)	0.51	low state
116403720-116403736	0.77	126.64	2.67	17.23	1.05	4.28	42.8	12.09 (36)	0.45	low state
116403740-116403756	0.78	132.98	2.56	13.47	0.74	4.53	11.92	31.24 (40)	0.53	low state
116403760-116403776	0.79	123.95	2.71	20.59	0.96	4.56	26.2	28.75 (40)	0.45	low state
116403780-116403796	0.84	111.20	2.71	22.32	0.94	5.11	4.25	55.48 (46)	0.46	low state
116403800-116403816	0.93	85.46	2.77	27.63	1.16	5.20	31.31	34.05 (40)	0.42	low state
116403820-116403836	0.95	83.65	2.78	28.53	0.92	5.97	26.41	28.88 (40)	0.44	low state
116403840-116403856	1.06	67.07	2.86	38.67	0.82	6.01	59.82	21.31(50)	0.41	high state
116403860-116403876	1.5	33.95	3.68	83.66	0.56	9.13	91.1	33.68 (43)	0.78	high state
116403880-116403896	1.42	36.22	3.58	63.32	0.88	****			0.75	high state
116403900-116403916	1.41	36.0	3.49	54.8	0.94	****			0.73	high state
116403920-116403936	1.37	38.52	3.41	42.10	1.10	****			0.77	high state
116409810-116409826	1.62	39.8	3.17	63.16	0.84	****			0.77	high state
116409830-116409846	1.53	41.36	2.78	54.84	0.61	12.69	52.87	61.67 (76)	0.5	high state
116409850-116409866	1.45	30.52	2.76	58.22	1.21	7.50	18.21	60.55 (76)	0.22	high state
116409870-116409886	1.33	25.12	2.80	56.47	1.01	6.41	16.76	67.47 (63)	0.11	high state
116409880-116409896	1.05	40.65	2.76	39.36	0.89	5.61	10.21	27.24 (35)	0.13	high state
116409900-116409916	0.78	102.81	2.69	25.76	0.92	4.67	17.85	53.58 (66)	0.25	low state
116409920-116409936	0.76	122.89	2.54	14.74	1.85	****			0.37	low state
116409940-116409956	0.71	146.78	2.53	9.85	0.97	3.38	5.38	61.44 (76)	0.49	low state
116409960-116409976	0.73	143.84	2.46	7.22	1.29	2.88	5.43	61.97 (66)	0.61	low state
116409980-116409996	0.73	153.16	2.23	4.08	1.44	2.50	5.89	39.44 (66)	0.68	low state
116410000-116410016	0.72	143.49	2.18	6.88	1.00	2.42	13.44	47.21 (66)	0.62	low state
116410020-116410036	0.73	135.01	2.60	8.8	1.03	2.53	19.38	33.01 (35)	0.60	low state
116410040-116410056	0.76	131.98	2.47	6.38	0.98	2.77	5.65	13.51 (35)	0.69	low state
116410060-116410076	0.72	146.71	2.54	7.6	1.07	2.75	6.54	37.04(66)	0.64	low state
116410080-116410096	0.69	152.11	2.66	10.35	1.33	****			0.57	low state
116410100-116410116	0.68	180.08	2.58	9.29	1.32	3.16	15.5	29.17 (35)	0.54	low state
116410120-116410136	0.71	162.94	2.51	8.50	1.22	3.64	6.61	16.01 (35)	0.62	low state
116410140-116410156	0.74	145.68	2.49	7.55	1.03	.70	31.48	21.74 (35)	0.67	low state
116410160-116410176	0.76	144.19	2.39	5.97	0.74	3.71	3.98	37.41	0.71	low state
116410180-116410196	0.69	168.43	2.69	13.05	1.54	3.77	3.92	28.7 (43)	0.53	low state
116410200-116410216	0.74	146.48	2.60	10.98	0.98	4.03	20.15	29.44 (48)	0.61	low state
116410220-116410236	0.79	126.77	2.56	10.64	1.25	4.30	6.61	32.4 (40)	0.60	low state
116410240-116410256	0.72	154.45	2.75	16.85	1.15	****			0.55	low state
116410260-116410276	0.76	154.80	2.75	16.84	1.16	4.76	15.88	33.8 (40)	0.55	low state
116410280-116410296	0.81	117.47	2.71	17.19	1.10	5.43	67.5	32.9 (36)	0.55	low state
116410300-116410316	0.85	93.36	2.83	25.13	0.96	5.81	12.91	26.18 (32)	0.52	low state
116410320-116410336	0.90	72.54	2.90	33.45	0.85	5.85	48.75	38.8 (33)	0.39	low state
116410340-116410356	0.92	78.18	2.88	34.91	0.95	7.0	36.84	22.3 (32)	0.30	low state
116410360-116410376	1.21	59.09	2.96	42.68	0.73	9.57	32.7	27.47 (36)	0.34	high state
116410380-116410396	1.43	38.97	3.56	69.14	0.90	****			0.61	high state

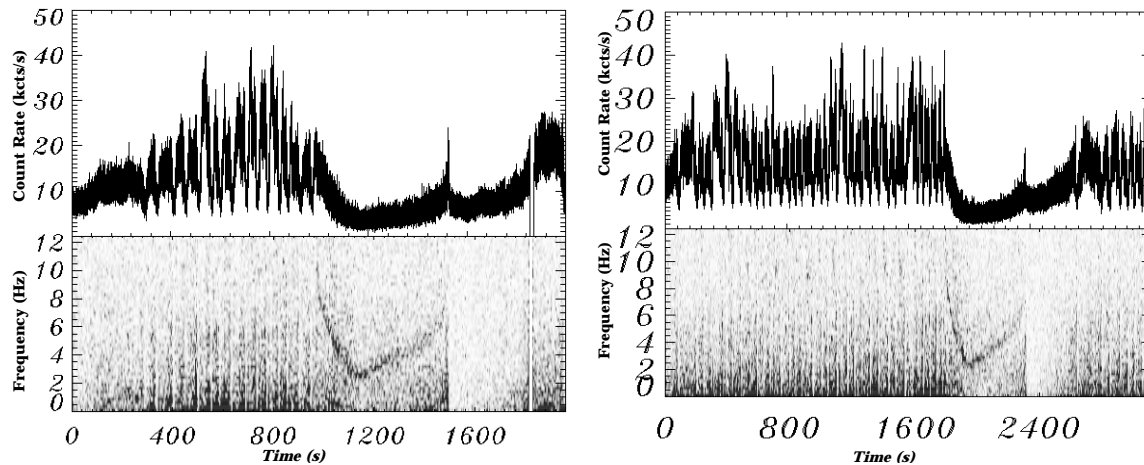


Fig. 5. Dynamical power spectra of GRS 1915+105. The left and right panels correspond respectively to the first and second cycles analyzed. The X axis is in seconds, with the zero corresponding in each case to the beginning of accumulation.

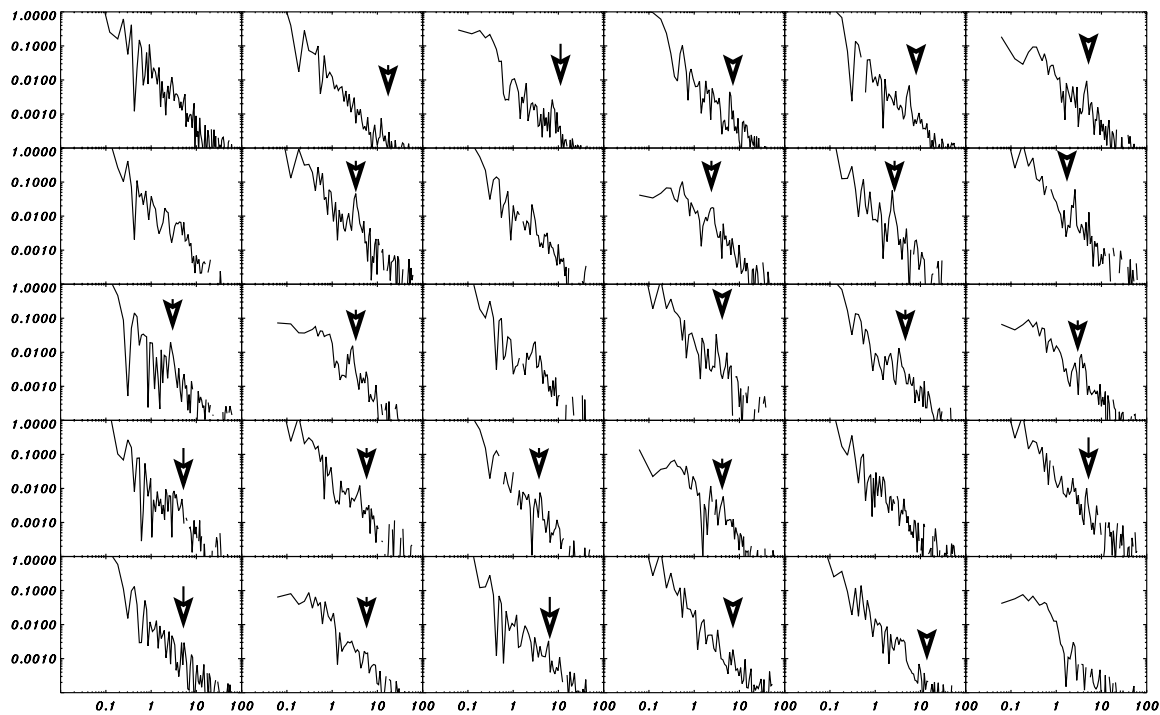


Fig. 6. Power spectra from the second cycle; top left corresponds to the first time interval analyzed in this cycle, and bottom right to the last one. Arrows indicate the position of the QPO found from the fit in each interval, using the dynamical power spectrum (Fig. 5) as a guide to reduce ambiguities. Even with this help, the limited statistics makes it difficult or impossible in some cases to correctly identify the QPO.

neighboring intervals. The trend of the usually strongest feature is easily picked out from the dynamical power spectrum. The choice of this 16 s interval for the temporal analysis is a compromise between conflicting constraints: looking at variations of the disk radius and the QPO centroid frequency on short enough time scales (without averaging on too long time intervals over which the source varies rapidly), having enough flux to get sufficient

statistics on each data point, and getting the QPO frequency with good accuracy.

2.3. Results

The individual power spectra, obtained from interval # 2, are shown in Fig. 6. One sees that, with the time intervals

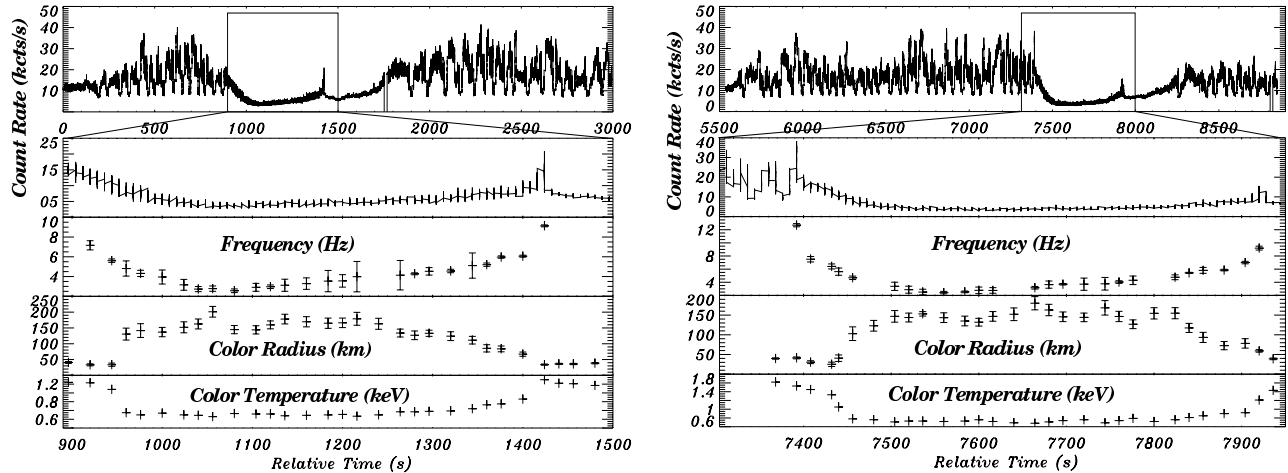


Fig. 7. Plot of the timing evolution of the source flux during the first (left), and second (right) cycle. Subpanel is a temporal zoom on the interesting timing region, with, under the zoomed lightcurve, the fit values of the QPO frequency and the disk radius. Error bars are one σ confidence level.

of 16 s, the QPO can most often be identified and properly found with our fitting procedure. Figure 7 shows superpositions of our results for the disk color radius, the QPO frequency, and the disk temperature during both cycles. Figure 8 shows, for both cycles, the correlation between the QPO frequency and the disk color radius. At large r_{col} the QPO frequency decreases with increasing r_{col} , as discussed by Sobczak et al. (2000) for XTE J1550-564; this is also the general tendency for this correlation, noted by SM97 during one cycle, and more generally by Munro et al. for an ensemble of observations (in particular for similar 30 min cycles).

It would be tempting to interpret the points at lower radius as a turnover, indicating a reversed correlation as seen in GRO J1655-40. However, returning to Fig. 7, one sees that this interpretation must be excluded: the points at lowest radius correspond to the very first manifestations of the QPO. At this time the count rate has not yet started to decrease (this might indicate that the appearance of the QPO is not a consequence of the transition, but possibly its cause), while the QPO frequency decreases monotonously; the color radius first decreases before it starts growing, when the count rate decreases, marking the transition to the low state: this causes the reverse correlation seen in Fig. 8. On the other hand, returning to the data points *in the high state, before the onset of the QPO* one sees that in its variations the color radius consistently shows a fixed lower bound, which probably marks the Last Stable Orbit.

The data points showing an inverse QPO frequency-color radius correlation lie at lower color radius, and at these times the disk temperature decreases, as predicted by MFR. It is thus very likely that, in the spectral fits for these points, the correlation between the color radius and the disk inner radius has become anomalous.

3. Discussion

The possibility, which will be explored in Paper II, of a theoretical explanation has led us to reconsider the contrasting correlations, observed by SMR in GRO J1655-40 and XTE J1550-564, between the disk color radius and the QPO frequency. First guided by the arguments of MFR, we have rejected data points for GRO J1655-40 where the measure of the disk color radius was dubious. The major result of this work is thus that, though we have used the most stringent criterion to select “good” observational data points, the reverse correlation remains: the QPO frequency decreases with decreasing radius in the case of GRO J1655-40.

In the case of XTE J1550-564 the data, for the observations where a QPO is seen, always correspond to a low value of the ratio disk black body/total flux, and may not be reliable according to the criterion of MFR. We have thus turned to GRS 1915+105, because previous work by SM97 and Munro et al. (1999) had shown that, during the frequently observed 30 min cycles of that source, the QPO frequency and disk color radius varied in a correlated manner over a large interval. We have done a complete analysis of two of these cycles, sampling data over the minimal time interval compatible with proper statistics in order to follow as precisely as possible the rapid variations of the source. This does not show a reverse correlation as in GRO J1655-40. Data points obtained at the onset of the QPO would seem to indicate it, but a detailed analysis shows that they are probably incorrect (the spectral fit returning an anomalous value of the disk color radius), so that we have to rule them out.

However the measure of the radius is not an absolute one. It is obtained from a multicolor black-body + power law tail model (plus an iron line when needed), involving a number of hypotheses (such as axisymmetry of the disk emission, and $\sim r^{-3/4}$ radial temperature profiles), and should be submitted to a number of corrections (such

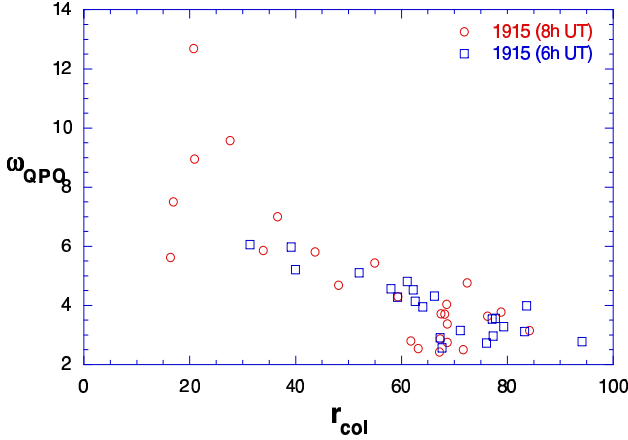


Fig. 8. Plot of ν_{QPO} vs. r_{col} for GRS1915+105 for the first (squares) and second (circles) cycles; error bars shown in Fig. 7 are not displayed here, for the sake of clarity.

as electron diffusion or spectral hardening factor) which we have not tried to include here. Furthermore, MFR have recently shown that effects due to the finite disk thickness could result in a systematic underestimation of the radius, when it becomes small. It is remarkable here that, for the GRS 1915+105 data we have rejected, the spectral fit returns a color temperature which is *lower* than usual, and in particular lower than at times just preceding the onset of the QPO, although the radius decreases: this is compatible with the predictions of MFR, whose mechanism relies in part on the dissipation of part of the accretion energy in the corona rather than the disk (so that the disk cools down).

On the other hand, the data we have rejected for GRO J1655-40 show a very different behavior, also frequently observed in the low and steady state of GRS 1915+105 (Muno et al. 1999): there, the color radius takes extremely small values (sometimes very few kilometers) while the color temperature becomes high. This is not the behavior predicted by MFR, and it is quite unlikely that corrections of this type could explain so strongly anomalous values of the radius: the lowest radius value found by Sobczak et al. (2000) is about 4 times lower than the ones we retain.

However, we note that, if the emissivity is close to unity, the spectral fits actually measure (essentially by the intensity of the black body emission) the *size* of the emitting region: a simplistic view of the multicolor black-body spectrum used in the spectral fits is that the peak of the emission corresponds to the highest temperature in the disk, and the total intensity to the area of the emitting region at that temperature, all this weighted by the temperature distribution in the disk. In GRO J1655-40 we find that the color radius can strongly vary, while the total luminosity remains approximately constant. The most obvious explanation would then be that the total accretion energy dissipated in the disk does not vary much, but that the area of the region where it is dissipated does. This leads us to suggest that the anomalously low mea-

sured radius, *together with a high temperature*, could be interpreted by the presence in the disk of a hot point or a spiral shock, where a substantial fraction of the accretion energy would be dissipated. A spiral shock could result from the non-linear evolution of the AEI, just as the gas forms shocks in the arms of spiral galaxies.

The discussion about the exact ratio $r_{\text{col}}/r_{\text{in}}$, related to the hardening factor by $r_{\text{in}} = r_{\text{col}} \times f^2$, with $f = T_{\text{col}}/T_{\text{eff}}$, being the hardening factor (Ebisawa et al. 1994) is a very complex one. It appears to be dependent on many physical parameters, as shown e.g. by Shimura & Takahara (1995), for a Schwarzschild Black Hole. Although both GRS 1915+105 and GRO J1655-40 are thought to be a Kerr Black Hole, we adopted the best result found in their work, $f = 1.9$, and tentatively estimated the position of the last stable orbit, using $R_{\text{LSO}} \sim \frac{3}{5} \times 0.8 R_{\text{col}} f^2$ (Ebisawa et al. 1994). We chose for each source the lowest “good” value of R_{col} as the one approaching R_{LSO} the most. In the case of GRO J1655-40, this leads to an estimation of $R_{\text{LSO}} \sim 36$ km, inconsistent with a $\sim 7 M_{\odot}$ Schwarzschild Black Hole, where R_{LSO} would be of the order of 63 km. This large difference can be due to two effects. First, the value we adopt is not the exact measure of the last marginally stable orbit, but is really a rough estimation of it (we at least expect it to be closer to the compact object). The second one, which may be the major effect, is that this source, in particular, is expected to be a maximally rotating Black Hole (Strohmayer 2001), where $R_{\text{LSO}} = 17$ km, which is, then, much more consistent (Paper II). The case of GRS 1915+105 can now be explored, since Greiner (2001) has estimated the mass of the Black Hole to be close to $14 M_{\odot}$. The result found ($R_{\text{LSO}} \sim 59$ km), as for GRO J1655-40, is inconsistent with a Schwarzschild Black Hole of $14 M_{\odot}$, but would perfectly fit the case of a maximally rotating Kerr Black Hole of such mass (see Paper II). We also note as an interesting possibility to discuss the mass of the Black Hole the work of di Matteo & Psaltis (1999), which should be enriched by recent measurements of this mass.

But we have to exercise here, extreme caution, since:

- all the calculations in Shimura & Takahara (1995), in particular the determination of the best value of the hardening factor, are made for a Schwarzschild black hole;
- all the calculations, presented in Ebisawa et al. (1994), and Shimura & Takahara (1995), are done for a Shakura & Sunyaev (1973) α -disk, where energy and angular momentum are locally dissipated in the disk under the effect of viscous stresses; whereas in the framework of the AEI, only a small part of the energy warms the disk. Most of it is transported toward the corotation radius (Tagger & Pellat 1999; Paper II; Varnière et al. in prep.);
- the Kerr metric may also affect the relation of Ebisawa et al. (1994), between R_{LSO} , the radius of the Last Stable Orbit, and the measured R_{col} ;

- although in the case of GRO J1655-40 the black hole is thought to be rapidly rotating, this is still unsolved for GRS 1915+105; its temporal behavior does not allow a firm conclusion (Strohmayer 2001) (one has to note, nevertheless, that previous studies give preference to a rapidly rotating black hole (Zhang et al. 1997b).

The relevance of these calculations is thus a matter of debate, and we cannot draw conclusion on the value $f = 1.9$ for the hardening factor, or on the rotation of the black holes. It is however remarkable that the independent method presented in Paper II gives a good range of masses, for both sources, in the cases where both are spinning rapidly.

Our conclusions must be considered as tentative, given the uncertainties on the measure of the disk color radius and its relation with its inner radius, and given the other effects associated with the disk parameters, such as the amplitude and the radial distribution of the magnetic field. On the other hand, a coupled investigation of the low frequency QPO and of the disk spectral properties seems to be a most promising way to probe the physics of the inner accretion disk in black hole binaries.

Acknowledgements. The authors wish to thank many experts of the field for helpful discussions and comments. In particular we thank C. Markwardt (including help with his IDL library site and advice on producing dynamical power spectra), S. Chaty, F. Mirabel, E. Morgan, M. Munro, and R. Remillard. We also thank all the people contributing to the GSFC public database existence and update, and the helpful and constructive comments of both referees.

References

- Bailyn, C. D., Orosz, J. A., Girard, T. M., et al. 1995, *Nature*, 374, 701
- Belloni, T., Klein-Wolt, M., Méndez, M., van der Klis, M., & van Paradijs, J. 2000, *A&A*, 355, 271
- Chaty, S. 1998, Thèse de Doctorat, Université Paris XI, Orsay
- Castro-Tirado, A., Brandt, S., Lund, N., et al. 1994, *ApJS*, 92, 469
- di Matteo, T., & Psaltis, D. 1998, *ApJ*, 526, 101
- Ebisawa, K., Ogawa, M., Aoki, T., et al. 1994, *PASJ*, 46, 375
- Fender, R. P., Rayner, D., Trushkin, S. A., et al. 2002, *MNRAS*, 330, 212
- Feroci, M., Matt, G., Pooley, G., et al. 1999, *A&A*, 351, 985
- Greiner, J., Cuby, J. G., & McCaughrean, M. J. 2001, *Nature*, 414, 522
- Hjellming, R. M., & Rupen, M. P. 1995, *Nature*, 375, 464
- Markwardt, C. B., Swank, J. H., & Taam, R. E. 1999, *ApJ*, 513, 37
- Merloni, A., Fabian, A. C., & Ross, R. R. 2000, *MNRAS*, 313, 193 (MFR)
- Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature*, 371, 46
- Mirabel, I. F., Dhawan, V., Chaty, S., et al. 1998, *A&A*, 330, L9
- Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1999, *ARA&A*, 37, 409
- Morgan, E. H., Remillard, R. A., & Greiner, J. 1997, *ApJ*, 482, 993
- Muno, M. P., Morgan, E. H., & Remillard, R. A. 1999, *ApJ*, 527, 321
- Orosz, J. A., & Bailyn, C. D. 1997, *ApJ*, 482, 1086
- Psaltis, D., Belloni, T., & van der Klis, M. 1999, *ApJ*, 526, 262
- Remillard, R. A., Morgan, E. H., McClintock, J. E., Bailyn, C. D., & Orosz, J. A. 1999, *ApJ*, 522, 397
- Remillard, R. A., McClintock, J. E., Sobczak, G. J., et al. 1999, *ApJ*, 517, 127
- Shimura, T., & Takahara, F. 1995, *ApJ*, 445, 780
- Sobczak, G. J., McClintock, J. E., Remillard, R. A., et al. 2000, *ApJ*, 531, 537 (SMR)
- Strohmayer, T. E. 2001, *ApJ*, 554, L169
- Strohmayer, T. E. 2001, *ApJ*, 552, L49
- Swank, J., Chen, X., Markwardt, C., & Taam, R. 1997, *Proc. of the conference Accretion Processes in Astrophysics: Some Like it Hot*, held at U. Md., October 1997, ed. S. Holt, & T. Kallman
- Tagger, M., & Pellat, R. 1999, *A&A*, 349, 1003
- Tagger, M. 1999, *Proc. of the 5th Compton Symp., Portsmouth (USA)* [[astro-ph/9910365](#)]
- van der Hooft, F., Heemskerk, M. H. M., Alberts, F., & van Paradijs, J. 1998, *A&A*, 329, 538
- van der Klis, M. 1994, *ApJS*, 92, 511
- Varnière, P., Rodríguez, J., & Tagger, M. 2002, *A&A*, 387, 497 (Paper II)
- Wilson, C. A., Harmon, B. A., Fishman, G. J., et al. 1994, *A&AS*, 185, 120
- Zhang, S. N., Ebisawa, K., Sunyaev, R., et al. 1997a, *ApJ*, 479, 381
- Zhang, S. N., Cui, W., & Chen, W. 1997b, *ApJ*, 482, L155

6.4 Article de recherche “l'AEI et les QPO dans les binaires à trou noir : effets de relativité générale

Du point de vue théorique les observations présentées précédemment pourraient poser un problème à la validité de l'AEI. En effet, si le QPO de basse fréquence en est une signature, comment expliquer le comportement de GRO J1655–40 ?

Les observations pourraient cependant être compatibles avec la présence d'un point localement plus chaud dans le disque. Cette explication pourrait expliquer en particulier les valeurs aberrantes que l'on obtient dans certains cas avec le modèle de disque multicolore.

Dans l'article “l'AEI et les QPO : 2. Effets Relativistes” auquel j'ai collaboré, nous montrons qu'en réalité, si comme le suggère l'analyse spectrale de GRO J1655–40 présentée précédemment, le disque d'accrétion est proche de sa dernière orbite stable, alors un effet de relativité peut expliquer le comportement de la fréquence du QPO dans cet objet. Pour étudier la manière dont ces effets affectent l'évolution de la fréquence de rotation de la spirale (donc la fréquence du QPO dans ce modèle) en fonction de la distance au centre accrétant, on utilise une représentation du potentiel gravitationnel suivant la description de Nowak & Wagoner (1992), qui est un développement au deuxième ordre de la métrique de Schwarzschild. Le fait que certains trous noirs puissent être en rotation n'a aucune influence sur les prédictions concernant l'instabilité, tout au plus la dernière orbite dynamiquement stable serait modifiée. Nous arrivons alors à montrer, à partir de résultats numériques, que dans un fort champ gravitationnel, où l'approximation Newtonienne n'est plus valide, que non seulement la spirale à un bras peut se former, mais nous obtenons de plus une dépendance de sa fréquence à la distance au centre accrétant qui n'est pas triviale : lorsque le disque est loin de l'objet compact, la fréquence suit une évolution Képlérienne. Lorsque le disque est proche de l'objet compact, le sens de cette évolution est modifié jusqu'à ce que la fréquence de rotation diminue en même temps que le disque.

Si l'on assimile la spirale au QPO, le comportement de GRO J1655–40 est alors tout à fait compréhensible si le disque reste proche de sa dernière orbite stable. Alors puisque la masse de GRO J1655–40 est connue (la masse de GRS 1915+105 n'était pas connue lors de la soumission initiale de l'article), on peut l'utiliser comme étalon pour les prédictions numériques. On ajuste les points de GRS 1915+105 sur les résultats de la simulation et pouvons alors tenter d'estimer la position de la dernière orbite stable autour du trou noir, par rapport à celle de GRO J1655–40. On peut alors tenter de remonter à la masse du trou noir. Bien que sujette à des grosses incertitudes, notamment concernant la mesure du bord interne du disque, cette méthode conduit à estimer une masse de $15 M_{\odot}$ pour GRS 1915+105, dont on sait maintenant que la masse est de $14 \pm 4 M_{\odot}$. Ce relativement bon accord pourrait indiquer la compatibilité de l'AEI avec les observations.

Accretion-ejection instability and QPO in black-hole binaries

II. Relativistic effects

P. Varnière, J. Rodriguez, and M. Tagger

DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique (CNRS URA 2052), CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

Received 23 May 2000 / Accepted 25 February 2002

Abstract. The Accretion-Ejection Instability has been proposed to explain the low frequency Quasi-Periodic Oscillation (QPO) observed in low-mass X-Ray binaries, in particular Black-Hole candidates. Its frequency, typically a fraction of the Keplerian frequency at the disk inner radius, is exactly in the range indicated by observations. The variations of the frequency with the disk inner radius (extracted from spectral fits of the X-ray emission) might thus be a useful test. In this paper we discuss how changes in the rotation curve, due to relativistic effects when the disk approaches the central object, affect the physics of the instability, and thus this frequency-inner radius relation. We find that the relationship between the frequency of the mode and the Keplerian frequency at the inner disk radius (r_{int}) departs from the one obtained in a Keplerian disk, when r_{int} approaches the last stable orbit. This might agree with the recently published results, showing a discrepancy between the behavior of the QPO in the micro quasar GRO J1655-40, compared to other sources such as XTE J1550-564 and GRS 1915+105. In a companion paper (Rodriguez et al. 2002, hereafter Paper I) we have presented detailed observational results for GRO J1655-40 and GRS 1915+105. We show how the opposite correlations found in these sources between the disk color radius (assumed to be close to its inner radius) and the QPO frequency could indeed be explained by our theoretical result.

Key words. accretion, accretion disks – instabilities – MHD – waves – galaxies: jets

1. Introduction

This is the second of two papers where we compare the properties of the Accretion-Ejection Instability (AEI), recently found to occur in the inner region of disks with a moderate magnetic field (Tagger & Pellat 1999, hereafter TP99), with the low frequency Quasi-Periodic Oscillation (QPO) observed in galactic Black-Hole binaries.

The AEI is a spiral instability, driven by magnetic stresses, of disks threaded by a magnetic field of moderate (i.e. near equipartition) amplitude. It belongs to the same family as galactic spirals, driven by self-gravity (see Binney & Tremaine 1987 and references therein) or the Papaloizou-Pringle instability (Papaloizou & Pringle 1985), driven only by pressure forces. It is essentially the same spiral instability found by Tagger et al. (1990); this instability was quite weak and thus unlikely to be very efficient in an accretion disk, but it was shown in TP99 that a different physical process, the corotation resonance (analyzed as a coupling with a Rossby wave in the disk) could give it a more sizable growth rate. Rossby waves are familiar in planetary atmospheres, where their most

spectacular manifestation is the Great Red Spot of Jupiter. They propagate in flows with a gradient of vorticity, a gradient most often neglected in analytical studies of disks.

In TP99 it was at the same time recognized that this resonance offers in a magnetized disk a unique prospect, responsible for the name given to the instability: the AEI grows (and causes accretion) by extracting energy and angular momentum from the disk, and storing them in a Rossby vortex at its corotation radius (the radius where the wave rotates at the same velocity as the gas in the disk). If the disk has a low-density corona, this energy and momentum will be re-emitted as Alfvén waves traveling *upward* to this corona, where they might power a wind or a jet. Thus, and although only a limited computation of this effect was given in TP99 (a full computation will be presented in a forthcoming paper), the AEI provides a unique way of connecting accretion and ejection in the disk. This contrasts with other known disk instabilities, or with the hypothesis of a turbulent viscosity, which all result in a *radial* transport of energy and momentum, making a connection with MHD models of jets very difficult. These models show that the jet is very efficient at carrying away angular momentum from the disk,

and a mechanism connecting radial and vertical transport of angular momentum is thus highly desirable (see however Casse & Ferreira (2000) and references therein). It is very interesting to note¹ that the conditions of instability are *always* fulfilled by these MHD models of jets, since they have a plasma $\beta \sim 1$, and the radial gradient, which must be positive, always has (as a consequence of the self-similar ansatz) the value $+1/2$.

In this paper we will first present a comparison between the observed properties of the low-frequency QPO and the behavior expected from the AEI, showing that this instability could provide a good explanation for the QPO. In this respect we will turn to an effect neglected in TP99. In that paper it was found, from exact numerical solutions, that the $m = 1$ mode (i.e. 1-armed spiral) was often the most unstable, although it could not be predicted from an approximate WKB theory. This was confirmed in numerical simulations by Caunt & Tagger (2001). Here we first show that relativistic effects, when the inner edge of the disk approaches the Black Hole, change this special status of the $m = 1$ mode, and introduce a qualitative difference in its properties. Numerical solution of the linearized MHD equations, using a pseudo-Newtonian potential which mimics the relativistic corrections to the rotation curve in the disk, then shows that the relation between the mode frequency and the disk inner radius is changed by these effects. This is potentially important since spectral fits of the disks of X-ray binaries give a measure of the disk inner radius: thus the correlation between this radius and the QPO frequency can be directly tested.

As we were completing this work which had started from a purely theoretical argument, new observations (Sobczak et al. 2000, hereafter SMR) showed that this frequency-radius correlation is reversed in the microquasar GRO J1655-40 compared to other sources – in particular another microquasar, XTE J1550-564. We suggest that these observations might correspond to our theoretical results. In our previous paper (Rodriguez et al. 2002, hereafter Paper I) we have critically reassessed the analysis of GRO J1655-40 by SMR and confirmed its reverse frequency-radius correlation. We then turned to another microquasar, GRS 1915+105, because its high variability and the large number of available observations let us hope to explore the correlated variations of the disk radius and the QPO frequency over a much broader interval. The results for GRS 1915+105 showed the usual correlation, opposite to that of GRO J1655-40. In our final discussion we will show that these opposite behaviors might be explained by our theoretical result.

In a recent paper Psaltis & Norman (2002) have presented a model for the low-frequency QPO. It is a model of random excitation of modes (analogous in a way to the excitation of solar modes), which are filtered at a transition radius assumed to exist in the disk. The QPO frequencies then lie at (or near) fundamental single-particle frequencies at this radius. In that case the low frequency

QPO we discuss here would be associated, as proposed by Stella & Vietri (1999), with the nodal-precession frequency. The computation we present here is a more elaborate one (since it describes global hydrodynamical or MHD perturbations, rather than the individual motion of isolated particles or gas blobs), for one such type of mode (the spiral density wave), which is based on the epicyclic motion. It thus goes in the direction outlined by Psaltis (2002), moving from basic frequencies of motion to the hydrodynamical (in his case) or MHD (in our case) properties of flows in the disk. Our model is also different in that the modes are *unstable*: they grow spontaneously from the thermal noise and are expected (this has now been verified in numerical simulations by Caunt & Tagger 2001) to form narrow and high-amplitude features, as galactic spirals do. This contrasts with the model of Psaltis and Norman, where a sharp transition radius must be assumed to exist in the disk to explain the excitation of the mode, and we have no a priori difficulty to explain the very high amplitude sometimes observed in the QPO.

2. The Accretion-Ejection Instability

2.1. Basic properties

For the sake of completeness we present here the main elements of physics underlying this instability mechanism. More details and discussions can be found in TP99.

This instability appears as a spiral density wave in an accretion disk threaded by a vertical (poloidal) magnetic field, of the order of equipartition with the gas thermal pressure. This part of the instability is essentially similar to the spiral density waves of galactic disks, but it is driven by magnetic stresses rather than self-gravity (Tagger et al. 1990). The action of differential rotation couples the spiral to a Rossby wave at its corotation radius (the radius where the wave rotates at the same velocity as the gas). This means that the spiral wave generates, at its corotation radius, a Rossby wave in which it stores the energy and angular momentum it extracts from the disk (thus causing accretion). It is this exchange of energy and angular momentum which makes the whole perturbation (density wave + Rossby wave) unstable, i.e. growing exponentially with time.

A standing wave pattern (called in this context a normal mode) can form in the following manner, also responsible for the standing spiral pattern in galaxies: consider a spiral wave propagating outward from the inner radius of the disk. As it approaches corotation it is reflected as another spiral wave, propagating inward; it is during this reflection that some wave energy is exchanged (by the action of differential rotation) with the Rossby wave, so that the reflected spiral has a higher amplitude than the original one. Now the reflected spiral, as it reaches the inner disk radius, is reflected again as an outgoing spiral. This forms an equivalent to an electromagnetic cavity: if the resulting outgoing spiral has the same phase as the initial one, the process will repeat itself, the whole

¹ J. Ferreira, private communication.

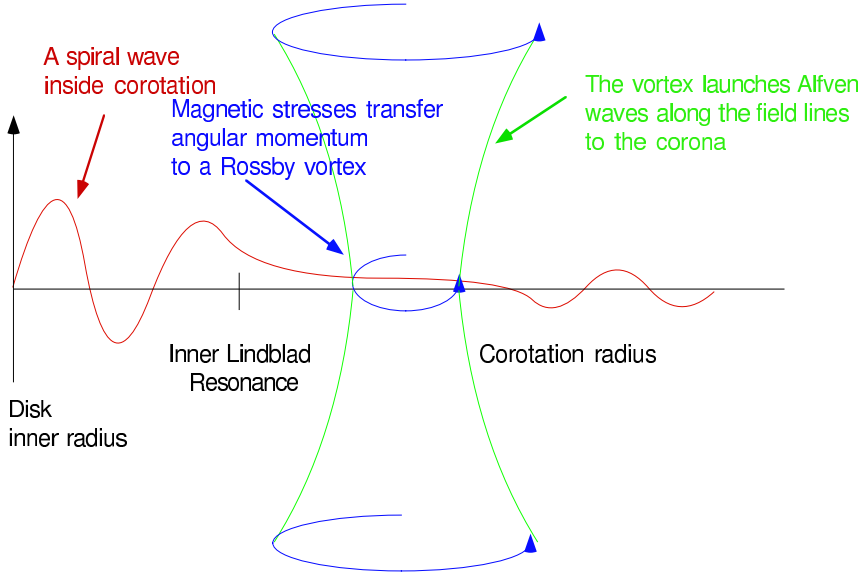


Fig. 1. The structure of the instability is described here schematically as a function of radius. It is formed of a standing spiral density wave in the inner part of the disk, coupled to a Rossby vortex it excites at its corotation radius. The Rossby vortex in turn generates Alfvén waves propagating toward the corona of the disk.

pattern being amplified at each reflection at corotation. As in an electromagnetic cavity, this integral phase condition selects a discrete set of frequencies, corresponding to $n_r = 0, 1, 2 \dots$ nodes in the radial structure of the spiral wave pattern, known as *normal modes* of the system. In this process the Rossby wave becomes a standing vortex, rotating at the angular velocity of the pattern. In practice only the $n_r = 0$ mode, the most unstable one, will concern us here. Figure 1 illustrates the trajectory of the waves within the cavity, and the excitation of the Rossby wave.

This basic physical description was obtained in the simple model of a thin disk in vacuum, and numerical solutions were given in TP99. If now one takes into account a low density corona above the disk, it was shown in TP99 that the waves in the disk will generate an Alfvén wave transferring to the corona (where it might power a wind or an outflow) the energy and angular momentum extracted from the disk. The AEI thus appears as a very good candidate to connect accretion and ejection in the inner region of a magnetized disk. The computation of the Alfvén wave emission was done, in TP99, in a WKB approximation valid only away from the corotation region, where most of the emission should occur. A full computation (Varnière & Tagger 2002) will be given in a forthcoming publication.

2.2. The Inner Lindblad Resonance

The propagation properties of the waves determine the mode frequency, and thus the location of its corotation radius. It was shown in TP99 that the point where the wave is reflected, near its corotation radius, is in fact the Inner Lindblad Resonance (ILR), where the Doppler-shifted wave frequency

$$\tilde{\omega}(r) = \omega - m\Omega(r)$$

where ω is the wave frequency, m is the azimuthal wavenumber (i.e. the number of spiral arms) and Ω is the rotation (orbital) frequency, is equal to the opposite of the epicyclic frequency κ , given by

$$\kappa^2 = 4\Omega^2 + 2\Omega\Omega' r$$

where the prime notes the radial derivative. κ is the restoring frequency which appears in the motion of individual particles (stars in the galactic context, fluid elements here), initially on a circular orbit, and to which a radial perturbation is given. When describing fluid motions, κ^2 appears as a restoring force, which supplements pressure and other forces (gravity in the galactic context, magnetic stresses here).

The wave propagates in the region where $\tilde{\omega}^2 - \kappa^2 > 0$, i.e. in the radial interval between the inner disk radius r_{int} and the ILR radius. This is where a cavity is formed, and where a standing pattern results from the combination of the ingoing and outgoing waves, as shown in Fig. 1. The manner in which waves are reflected at the Inner Lindblad Resonance and at the inner disk edge has been discussed in details in TP99.

When studied in a WKB approximation for the radial structure of the wave in a Keplerian disk, the wave is found to be evanescent (non-propagating) in the region between the ILR and the corotation radius. It was also shown in TP99 that in this WKB approximation this results in a mode frequency close to

$$\omega \lesssim (m-1)\Omega_{\text{int}}$$

where Ω_{int} is the rotation frequency at the inner radius r_{int} , and m is the azimuthal wavenumber (i.e. the number of spiral arms). From this WKB approximation the $m = 1$ mode seems to be excluded, since it does not have an ILR because $\kappa = \Omega$ in Keplerian rotation around a

central mass (so that $\omega - \Omega = -\kappa$ would imply $\omega = 0$). However the WKB analysis is only marginally valid, and should be used only as a guide. In practice it was shown in TP99 by exact numerical solution of the problem that the $m = 1$ mode does exist, and is often the most unstable. This was to be expected, since the physics of Rossby waves usually selects large wavelengths (e.g. the Great Red Spot of Jupiter), and since the efficiency of the corotation resonance (the coupling between spiral and Rossby waves) is found to scale roughly as m^{-1} . Thus $m > 1$ modes have their corotation radius very close to r_{int} , whereas the $m = 1$ typically has a frequency of the order of $.1 - .3 \Omega_{\text{int}}$, depending on various disk parameters; this corresponds to a corotation radius at a few times r_{int} . As discussed in the next section, this frequency range is the observed one for the low frequency QPO.

Relativistic effects may be expected to make a strong qualitative difference here: indeed the last stable orbit at r_{LSO} is defined as the orbit where, because of these effects, the epicyclic frequency κ vanishes, whereas $\kappa = \Omega$ in a Newtonian, Keplerian disk. One must remember that κ corresponds to the restoring force experienced by a particle moving away from a circular orbit. For $r < r_{\text{LSO}}$, κ is imaginary so that the radial motion of orbiting particles is unstable and they will rapidly spiral toward the central object. The vanishing of κ at r_{LSO} (rather than $\kappa = \Omega$ in a Newtonian, Keplerian disk) thus introduces the possibility for an $m = 1$ mode to have an ILR, if the disk comes close enough to r_{LSO} ; we expect (and will indeed find below) this to affect the properties of the $m = 1$ mode.

In the low state of black-hole binaries, r_{int} is usually found to be a few times r_{LSO} , although we do not know what can exist between r_{int} and the black hole: an ADAF might be a possibility, but one might also think of the force-free magnetic structure necessary to contain the vertical magnetic flux threading the black hole, according to the Blandford-Znajek (1977) mechanism. However certain observations, which have been discussed in detail in Paper I, show that sometimes, during its variation, r_{int} has a lower bound which probably marks the position of r_{LSO} . This has prompted us to study the effect of the existence of an ILR on the frequency and growth rate of the $m = 1$ mode. We will then compare the theoretical result with the observational one of Paper I.

3. AEI and QPO properties

Before taking into account the pseudo-Newtonian effects we will concentrate on how the AEI can be associated with the QPO. In this view we will first make a brief summary of the characteristics of QPOs.

Quasi-Periodic Oscillations have been widely observed in many X-ray binaries, whose compact object is either a neutron star or a black-hole candidate. They are commonly considered to originate in the disk, either at its inner boundary (in particular the kHz QPO in neutron-star binaries) or beyond it. Among black-hole binaries, the low-frequency QPO (of the order of one to a few Hz)

has drawn particular attention, because it seems to convey important information on the physics of the inner region of the accretion disk and of the corona.

In particular in the micro-quasar GRS 1915+105, Swank et al. (1997) and Markwardt et al. (1999) (hereafter SM97 for both of these references), who dubbed it “ubiquitous” since it seems to be always present in the low-hard state of the source, have shown that its frequency varies with the evolution of the disk, during its low and hard state. Indeed a correlation can be found, in two different manners:

- The first correlation seems to relate the QPO frequency with the color radius of the disk. This radius is obtained from the model (multicolor black-body+power-law tail) commonly used to fit the X-ray spectrum of the source. It is considered as a measure of the inner radius of the disk, even though the exact relation between them is not well known. We will discuss in this paper only in terms of the disk inner radius, but will return below to the inner radius – color radius relation.

In the case of GRS 1915+105, during a typical 30 min cycle between a high/soft and a low/hard state, SM97 show that the QPO appears only during the low state, and that its frequency varies with the disk parameters. If the QPO frequency is converted into an equivalent Keplerian radius in the disk, assuming a reasonable mass for the black hole, this radius would be of the order of a few times the observed color radius. Furthermore, the QPO frequency seems very well correlated with the color radius. Indeed, in a detailed discussion of the QPO in various states of the source, Muno et al. do show such a correlation. In particular, during the 30 min cycles of GRS 1915+105, the QPO frequency can be seen to decrease with increasing radius. Both studies conclude that the QPO, although it affects more strongly the power-law tail (coronal emission), seems to have its origin in the disk.

- A second correlation, found by Psaltis et al. (1999a) (hereafter P99), is more fragile at the present time since it relies on very few data for black-hole binaries. Recent results by Nowak (2000), finding three broad peaks in the spectra of black-hole binaries, might indicate that there is more to be discovered in that direction. The result of Psaltis et al. is very interesting because it fits, in a very different manner, with the previous one: they show that, in a large variety of X-ray binaries, there seems to be a correlation between a high and a low frequency QPO: the low-frequency QPO involved in the correlation (which is the QPO discussed by SM97 and by SMR) is observed in many sources, whose compact object is either a neutron star or a black hole. Its frequency ranges from about 1 to a few tens of Hz. The high-frequency QPO in the correlation differs between neutron stars and black hole binaries: in neutron stars it is the lower of the pair of so-called “kHz QPO”, believed to originate at the

inner disk radius; the higher-frequency QPO of the pair would correspond to the Keplerian rotation frequency at this radius, while the lower-frequency one might be a beat wave between this and the rotation frequency of the neutron star (Miller et al. 1998), or the periastron precession frequency (Stella & Vietri 1999). We will not discuss these models here (see e.g. Psaltis et al. 1999b), but only retain that the upper frequency, in the correlation of Psaltis et al., is close to the Keplerian rotation frequency near the inner edge of the disk. In black-hole binaries, the high-frequency QPO considered in the correlation is seen as a broad feature at a few tens of Hz. This correlation can thus be seen as relating the frequency of the low-frequency QPO and the inner radius of the disk.

The correlation found by Psaltis et al. is such that the ratio between the two frequencies is about 11, corresponding to a ratio ~ 5 between the corresponding radii if one considers them as Keplerian frequencies. This is comparable to the ratio found by SM97.

The exact relation between the color radius given by the spectral fit and the *true* inner radius of the disk is not well known and an open debate among observers, since it involves a number of corrections which depend on assumptions about the disk and coronal structures. Different works explore this relation, such as Shimura & Takahara (1995) in the case of a Schwarzschild black-hole, or Merloni et al. (1999), but a general agreement on the correction to be made is still lacking. In this work we will simply identify r_{col} and r_{int} , and will discuss in our conclusions how this affects our results.

We consider the AEI as a very good candidate to explain the QPO because of a number of characteristics:

- Its frequency, for the one-armed spiral ($m = 1$, where m is the azimuthal wavenumber) is a fraction of the Keplerian frequency at the inner radius, fully compatible with the observation. This would explain both the absolute value of the QPO frequency and its correlation with the inner disk radius. We focus on the $m = 1$ mode because the theory shows it (or the $m = 2$, depending on disk parameters) to be most unstable, and because recent numerical simulations (Caunt & Tagger 2001) show that the disk evolution most often leads it to dominate. The $m = 2$ would have a higher frequency than the low-frequency QPO we discuss here.
- As in galaxies, its physics should make it form long-lived, standing patterns, so that it should appear as what is called in the galactic context a quasi-stationary spiral structure – as confirmed by the numerical simulations. This would explain the long life of the QPO (or rather its long correlation time, measured by the width of the QPO), as observed in particular during the hard and steady state of the source.
- These properties would probably be shared by any spiral mode, driven by other instability mechanisms (e.g. the Papaloizou-Pringle instability, although in that case the growth rate is weaker and concerns only

high- m modes). However the AEI has the additional property of emitting *vertically*, as the Poynting flux of an Alfvén wave, the energy and angular momentum extracted from the disk (whence the name we have given to this instability); this makes it a realistic explanation, both for the compact jet observed in these sources (e.g. Dhawan et al. 2000) and for the strong modulation of the coronal emission with the QPO.

Based on these considerations, we have discussed (Tagger 1999) how, if the QPO is indeed identified with the AEI, this could lead to a possible scenario for the 30 min cycles of GRS 1915+105. In this scenario accretion in the inner region of the disk, and the observed cycles, would be controlled by the accumulation of poloidal magnetic flux in the disk.

These points may be considered only as favorable indications – though better than for other models of QPO, where most often only basic frequencies of motion are identified, without a mechanism of wave excitation. The basic physics and other theoretical expectations (e.g. the formation of a long-lived, quasi-stationary spiral pattern) have been confirmed by numerical simulations (Caunt & Tagger 2001). This has led us to look for more distinctive observational signatures of the AEI.

4. Relativistic effects

A fully relativistic description of the instability is a formidable challenge we will not attempt here. Instead we use existing models of pseudo-Newtonian potentials, devised to mimic the behavior of the rotation curve (and in particular the vanishing of κ at r_{LSO}) in the relativistic part of the disk. This is enough to check the effect, on the $m = 1$ mode, of the apparition of an Inner Lindblad Resonance in the disk.

4.1. The pseudo-Newtonian potential

We use the pseudo-Newtonian potential given by Nowak & Wagoner (1992):

$$\Phi = -\frac{GM}{r} \left(1 - 3\frac{GM}{rc^2} + 12 \left(\frac{GM}{rc^2} \right)^2 \right). \quad (1)$$

This is a second order approximation of the Schwarzschild metrics, so that it neglects the effect of the spin of the compact object. Although the angular momentum arising from the spin of the black hole might change the radius of the last stable orbit by a factor up to six for extreme spin, the qualitative effect of the presence of an ILR for the $m = 1$ mode would remain.

From this potential one can compute the orbital and epicyclic frequencies:

$$r\Omega^2 = \frac{\partial\Phi}{\partial r}$$

$$\kappa^2 = r \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial r}$$

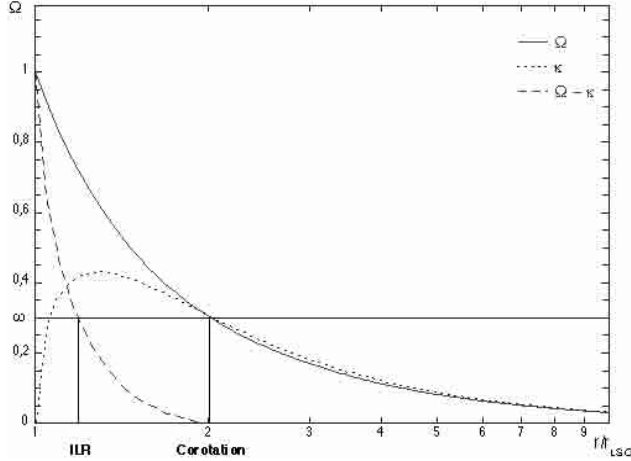


Fig. 2. Rotation curves in a pseudo-Newtonian potential, showing the frequencies Ω (solid), κ (dots) and $\Omega - \kappa$ (dashed), normalized to the orbital frequency at the Last Stable Orbit ($r = r_{\text{LSO}}$). The line at $\omega = .3$ shows for example that a mode of frequency $\omega = .3\Omega(r_{\text{LSO}})$ has a corotation and ILR respectively near $r \simeq 2r_{\text{LSO}}$ and $r \simeq 1.2r_{\text{LSO}}$, if these radii are within the disk (i.e. if the inner radius r_{int} is small enough).

so that the last stable orbit is at

$$r_{\text{LSO}} = 6 \frac{GM}{c^2}$$

and Ω and κ can be rewritten as:

$$\Omega = \sqrt{GM} r^{-\frac{3}{2}} \left(1 - \frac{r_{\text{LSO}}}{r} + \left(\frac{r_{\text{LSO}}}{r} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

$$\kappa = \sqrt{GM} r^{-\frac{3}{2}} \left(1 - \left(\frac{r_{\text{LSO}}}{r} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

Figure 2 shows the resulting rotation curve, and the function $\Omega - \kappa$. It shows how relativistic effects (or a pseudo-Newtonian potential) allow κ to decrease near r_{LSO} , so that the $m = 1$ mode can have an ILR when r_{int} is close enough to r_{LSO} .

For the numerical solution, we have also used as a cross-check the pseudo-Newtonian approximation of Paczynski & Witta (1980):

$$\Phi = -\frac{GM}{r - r_g} \quad (4)$$

where $r_g = 2GM/c^2$ is the Schwarzschild radius. This Padé approximation (rather than the series expansion above) gives essentially the same results, confirming our expectation that the results depend mostly on the qualitative difference introduced by the existence of an ILR, rather than on the detailed rotation curve; we will present here only results using Eq. (1).

5. Numerical results

5.1. Numerical method

We use the same method of solution as in TP99, and the same setup: the disk is supposed to be infinitely thin and

embedded in a vacuum. It is threaded by a vertical magnetic field $\mathbf{B} = B_0(r)\mathbf{e}_z$. For the sake of completeness, we repeat here the system of linearized MHD equations solved:

$$-i\tilde{\omega}U - 2\Omega V = -c_s^2 \frac{\partial h}{\partial s} - 2 \frac{B_0}{\Sigma} \frac{\partial \Phi_M}{\partial s} \quad (5)$$

$$-i\tilde{\omega}V + WU = -imc_s^2 h - 2im \frac{B_0}{\Sigma} \Phi_M \quad (6)$$

$$-i\tilde{\omega}r^2 \sigma = -\frac{\partial}{\partial s}(\Sigma U) - im\Sigma V \quad (7)$$

$$-i\tilde{\omega}r^2 B_z^D = -\frac{\partial}{\partial s}(B_0 U) - imB_0 V \quad (8)$$

where $s = \ln r$, $U = rv_r$, $V = rv_\vartheta$, Σ and σ are the equilibrium and perturbed surface densities, $h = \sigma/\Sigma$, $W = \kappa^2/2\Omega$ is the vorticity in the equilibrium flow, B_0 and B_z^D are the equilibrium and perturbed vertical magnetic fields at the surface of the disk, and Φ_M is a magnetic potential obtained from:

$$\nabla^2 \Phi_M = -2B_z^D \delta(z) \quad (9)$$

which is solved using the Poisson kernel commonly used in self-gravitating disks. In other terms, the magnetic field is described above the disk (in vacuum, with no currents) by a magnetic potential, whose source is the currents in the disk. For simplicity, since pressure plays very little role in the instability, we have assumed an isothermal equation of state.

The presence of Φ_M makes this an integro-differential system, corresponding to the long-range action of magnetic stresses (in contrast with the *local* action of pressure stresses between neighboring fluid elements). This system is solved by projecting it on a radial grid, evenly spaced in the variable $s = \ln r$. The solution then reduces to finding the eigenvalues and eigenvectors of a matrix: each eigenvalue is a frequency ω and the corresponding eigenvector gives the radial structure of the perturbed velocity, density and magnetic field. A discrete set of eigenvalues, corresponding to the modes with $n = 0, 1, 2 \dots$ nodes in their radial structure, is then easily identified, as discussed in TP99 (the other eigenvalues come from the discretization of the problem on a numerical grid). The boundary condition of an outgoing wave at large radius (i.e. no influx of information from the outer ranges of the disk) is implemented, as in TP99, by solving on an axis slightly tilted in the complex- s plane.

The only change here is that we use in Eqs. (5)–(8) the rotation curve described above, rather than the Newtonian one used in TP99. We introduce the parameter

$$\xi = r_{\text{int}}/r_{\text{LSO}}.$$

At large ξ the whole disk is very close to the Newtonian rotation curve, and we recover the results of TP99. When ξ becomes close to 1, i.e. when the disk inner radius approaches the last stable orbit, relativistic effects on the rotation curve start to play and the $m = 1$ mode can have an ILR. In that case, between r_{int} and the ILR, the

wave propagates (in a WKB sense). Let us compare this with the behavior of a simple oscillator, described by the equation:

$$\frac{d^2}{dx^2}\Psi + M\Psi = 0$$

(this comparison is quite relevant since, where the WKB approximation applies, the system of Eqs. (5)–(9) reduces to a system of this form).

In the propagation zone (i.e. for us between r_{int} and the ILR) M is positive, so that Ψ oscillates. On the other hand in the “forbidden band” (for us, between the ILR and corotation, or between r_{int} and corotation if no ILR is present) M is negative and the mode has an exponential behavior².

Thus the change in the behavior of the solutions between r_{int} and the ILR will change the integral phase condition, which determines the mode frequency. This is true even though, as mentioned in the introduction, the WKB approximation is not really valid, resulting in the very fact that the $m = 1$ mode exists even in a Newtonian potential. Our first goal is to quantify these effects.

5.2. Numerical results

The computation uses two more parameters: the magnitude of the magnetic field, and its radial profile. The field is measured by the parameter $\beta = 2\mu_0 p/B^2$, i.e. the ratio of the thermal and magnetic pressures. As discussed in TP99, our instability occurs when β is of the order of 1 or lower (whereas the magneto-rotational instability (Balbus & Hawley 1991; Chandrasekhar 1960; Velikhov 1959) occurs only for $\beta > 1$). We will present here only results with $\beta = .5$, and complement them with results at $\beta = 1$ for comparison.

In the same manner, we use as in TP99 a flat radial density profile, and a magnetic field profile varying only over a limited radial range, around the corotation radius: it was shown in TP99 that the amplification of the mode depends only on the local gradient, at the corotation radius, of the quantity $\kappa^2\Sigma/2\Omega B_0^2$, and these somewhat artificial profiles allow us an easy solution, by limiting the global variation of equilibrium quantities across the numerical grid. The real part of the frequency depends of course on the global profiles. Here we want to consider only the effect of the relativistic modifications of the rotation curve. Thus we will stick to these simple radial profiles. We will report in a future publication results obtained

² Note however that, as described by Tagger et al. (1990), in our problem the behavior of Φ_M in the forbidden band is algebraic rather than exponential; this is due to the long-range action of magnetic stresses, i.e. to the r^{-m-1} dependence of an m -polar field. It allows waves in the inner cavity to couple quite efficiently, across the forbidden band, to the outgoing wave and to the Rossby vortex. This results in a stronger instability than the Papaloizou-Pringle one of unmagnetized disks, because in that case pressure forces result in a classical exponential decay in the forbidden band.

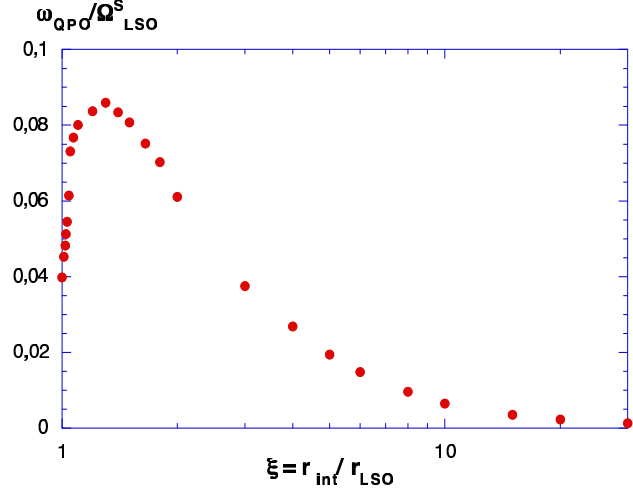


Fig. 3. Frequency of the $m = 1$ mode, normalized to the orbital frequency at the Last Stable Orbit for a Schwarzschild black hole, as a function of $\xi = r_{\text{int}}/r_{\text{LSO}}$. At large ξ , i.e. when the inner radius of the disk is far away from the last stable orbit, the whole disk obeys Newtonian dynamics and ω varies as $r_{\text{int}}^{-3/2}$. At lower ξ , relativistic effects modify the gas rotation curve near the inner disk edge and change the behaviour of ω : from $\xi \approx 10$ the gradient softens gradually and the correlation is reversed at $\xi \approx 1.3$.

with a different but more elaborate method of solution; this allows us to consider more general profiles but does not change qualitatively the results presented here.

Keeping all these parameters constant, we solve the system of Eqs. (5)–(9) varying ξ , the ratio $r_{\text{int}}/r_{\text{LSO}}$, from 1 to 100. The results are shown in Fig. 3. As expected at large ξ we recover the results obtained in the Newtonian case, since the rotation curve is unaffected by relativistic effects. In these results the mode frequency ω varies as $r_{\text{int}}^{-3/2}$: since the problem has no scale length besides r_{int} , ω is just proportional to Ω_{int} , the orbital frequency at the inner radius.

For $\xi < 10$, small departures from this scaling become visible. A strong difference appears when $\xi \lesssim 1.3$: the correlation between ω and r_{int} changes sign, so that now ω decreases as ξ approaches 1.

The limited numerical resolution does not allow us to see a marked difference in the behavior of the eigenfunction (the radial dependence of the perturbed quantities) near r_{int} , when ξ approaches 1. Nevertheless, the values found for ω show that an ILR appears in the disk, for $\xi < 1.4$: this means that the inverse frequency-radius correlation is associated with the presence of the ILR, introduced by the relativistic effects on the rotation curve. We show in Fig. 4 the results obtained with $\beta = .5$ and $\beta = 1.$, normalizing this time for more clarity the mode frequency to the rotation frequency at the inner radius. At large ξ the whole disk is Newtonian and $\omega/\Omega_{\text{int}}$ becomes constant. At $\beta = 1$, because the frequency is higher, the ILR appears in the disk only for $\xi \simeq 1.1$, and the turnover of the frequency-inner radius correlation is also shifted to

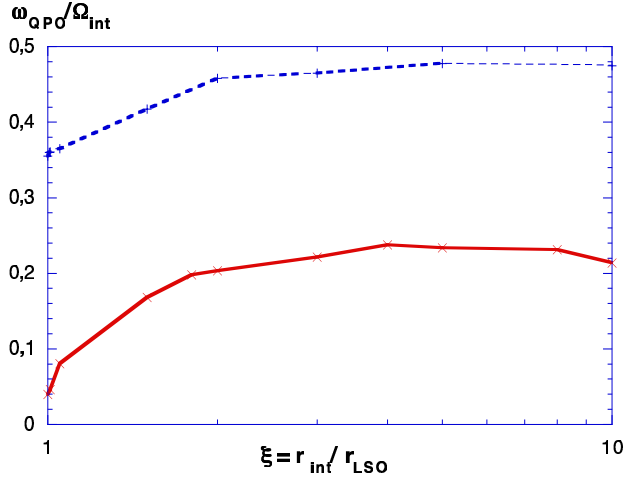


Fig. 4. Frequency of the $m = 1$ mode, normalized to the orbital frequency at the inner radius, as a function of ξ for $\beta = .5$ (solid) and $\beta = 1$. (dashed). In the latter case the frequency is higher, so that an ILR appears in the disk only for $\xi \lesssim 1.1$. As a result the part of the curve with a positive slope, when normalized to the last stable orbit orbital frequency, is very small compared to the $\beta = 0.5$ case. This motivates our presentation of the two cases normalized to the inner radius rotation frequency which allows the comparison and shows a similar behavior.

lower ξ . As a result the left part of the curve, with a positive correlation due to relativistic effects, shows a much more limited variation of $\omega/\Omega_{\text{int}}$.

Our main result, the change in the correlation between ω and ξ , is physically based on a qualitative difference in the rotation curve, which allows the mode to have an ILR in the disk when ξ is close to 1. We thus expect that this result should be quite robust and persist with more detailed relativistic models, e.g. taking into account the Kerr metrics of a spinning black hole, or more realistic profiles in the disk.

6. The observed correlation

As mentioned in the introduction, a QPO frequency-radius correlation, for the low-frequency QPO of black-hole binaries, has already been pointed out: in particular, for the micro-quasar GRS 1915+105, by SM97 during a particular cycle of the source, and more generally by Munro et al. who find that, among all observed properties, the QPO frequency is well correlated with the disk inner radius.

On the other hand Sobczak et al. (2000) have recently shown that two other black hole candidates, XTE J1550-564 and GRO J1655-40, have contrasting behaviors: in XTE J1550-564 the QPO frequency decreases as the radius increases, as seen in GRS 1915+105, while in GRO J1655-40 the correlation is opposite. This has led us to the hypothesis that these sources lie on opposite sides of our theoretical curve, Fig. 3, i.e. in GRO J1655-40 the disk inner radius would be very close to the last

stable orbit, while in XTE J1550-564 (and apparently in GRS 1915+105) the disk would be farther from the black hole.

In Paper I we have critically reassessed the observational results of SMR on GRO J1655-40, taking into account the uncertainties on the relation between the observed color radius and the disk inner radius; we have then turned to GRS 1915+105 because its high variability let us expect to explore the theoretical curve over a broader radial range.

6.1. Fit parameters

The theoretical curve uses non-dimensional parameters, namely $\xi = r_{\text{int}}/r_{\text{LSO}}$ and $\omega/\Omega(r_{\text{LSO}})$. This will allow us to compare on the same figure objects with different masses and spins. Before showing results from the comparison between the theory and observation we will briefly present the formula and physical range for the last stable orbit radius r_{LSO} and the rotation frequency at this radius $\Omega(r_{\text{LSO}})$.

The general formula for the last stable orbit radius and the rotation frequency at that orbit in the Nowak & Wagoner pseudo-Newtonian potential are

$$r_{\text{LSO}} = \frac{GM}{c^2} \left(3 + A_2 \pm \sqrt{(3 - A_1)(3 + A_1 + 2A_2)} \right)$$

with:

$$A_1 = 1 + \sqrt[3]{1 - a_*^2} (\sqrt[3]{1 + a_*} + \sqrt[3]{1 - a_*})$$

$$A_2 = \sqrt{3a_*^2 + A_1^2}$$

$$a_* = \frac{J}{Mc}$$

and:

$$\Omega(r_{\text{LSO}}) = \sqrt{\frac{GM}{r_{\text{LSO}}^3}}$$

Where J is the angular momentum of the black hole, and a_* its specific angular momentum.

These expressions can be normalized with the value for a one solar mass black hole, namely the Last Stable Orbit $r_{\bullet} = 8.9$ km and rotation frequency $\Omega_{\bullet} = 1.4 \times 10^4$ s $^{-1}$. We note $\delta = 3 + A_2 \pm \sqrt{(3 - A_1)(3 + A_1 + 2A_2)}$ and m the black hole mass in units of the solar mass, giving:

$$r_{\text{LSO}} = \frac{\delta}{6} m r_{\bullet} \quad (10)$$

$$\Omega(r_{\text{LSO}}) = \left(\frac{6}{\delta} \right)^{3/2} \frac{1}{m} \Omega_{\bullet} \quad (11)$$

δ varies continuously from 1 for a prograde maximally rotating Kerr black hole ($a_* = +1$) to 6 for $a_* = 0$, i.e. a Schwarzschild black hole and 9 for a retrograde maximally rotating Kerr black hole ($a_* = -1$).

The black hole mass gives us the range of variation for the last stable orbit radius. Table 1 shows the allowed ranges. For GRO J1655-40, we have used the value $7 M_{\odot}$, given by Orosz & Bailyn (1997). For GRS 1915+105, we

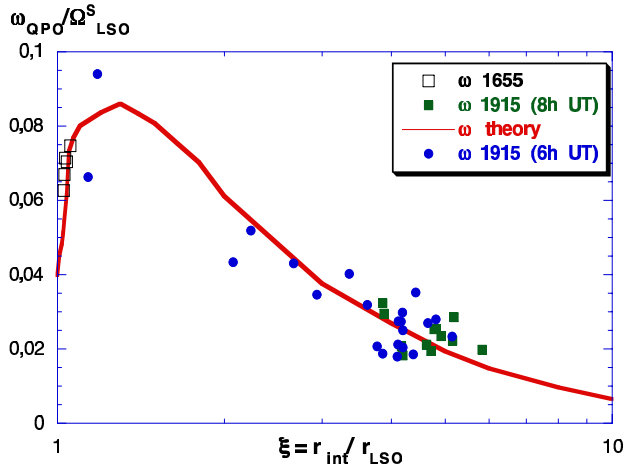


Fig. 5. Plot of the QPO frequency vs. the radius for both sources, together with the theoretical curve from TP99. Both axes as normalized in such a way that the plot is mass and spin independent. All the data points are taken from Tables 1 and 2 of Paper I.

have used the value $14 M_{\odot}$ given by Greiner et al. (2001). $a_{*} = 0.93$ is the value found by Zhang et al. (1997) for GRO J1655-40, given here as an example of almost maximally rotating black hole.

6.2. Results from fits

We show in Fig. 5 the observational results for both sources (retaining only data points found valid by the analysis of Paper I), fitted with the theoretical curve.

The theoretical curve is the one shown in Fig. 2 for a ratio of the gas thermal pressure to the magnetic pressure in the disk $\beta = .5$, and the same radial profiles as in TP99. Changing these parameters changes the absolute value of the frequency but not the overall behavior although, as discussed in Sect. 5.2, a value of $\beta \lesssim 1$ would not allow us to reproduce the whole range of frequency variation for GRO J1655-40.

We have fit the data points by fixing, for each source, a reference value for the radius and QPO frequency. The choice of value for these reference points are taken in the range allowed by the mass determination of the objects, see Table 1.

In this range we fit the data curves by moving them solidly up and down (i.e. fitting the fiducial value of the rotation frequency at the Last Stable Orbit), and sideways (i.e. fitting the fiducial value of r_{LSO}), which changes neither their shape nor their variation with the ratio $r_{\text{int}}/r_{\text{LSO}}$. We choose to do this because the absolute relation between the observed r_{col} and the real r_{int} cannot be constrained, given the uncertainties in the model used for the spectral fits, and because our theoretical values correspond to a fiducial choice of disk parameters. However it is quite remarkable that, identifying the absolute values of r_{col} and r_{int} , our best fit gives for GRO J1655-40 a spin parameter $a_{*} \simeq .946$ for a mass of $7 M_{\odot}$, whereas from

Table 1. Range of possible last stable orbit radius for GRO J1655-40 and GRS 1915+105 depending on the rotation parameter a_{*} .

spin	GRO J1655	GRS 1915
$a_{*} = 1$	10.4	20.8
$a_{*} = 0.93$	21.9	43.7
$a_{*} = 0$	62.3	124.6
$a_{*} = -1$	93.4	186.9

Table 2. Results given by the fit of the data by the theoretical curve. The spin values in bracket are from Zhang et al. (1997).

Object	r_{LSO} (km)	mass (M_{\odot})	spin
GRO J1655	20.5	7	0.946 (0.93)
GRS 1915	34.5	14	0.9765 (0.998)

a different procedure Zhang et al. (1997) find $a_{*} = .93$. For GRS 1915+105 we obtain a spin of 0.9765, compatible with the 0.998 found by Zhang et al. (1997). These parameters are summarized in Table 2.

This agreement between independent estimates may however be a pure coincidence, since both are model dependent: in particular we have taken a ratio $r_{\text{int}}/r_{\text{col}} = 1$; changing this would change the determination of r_{LSO} , and thus ultimately of the spin; Zhang et al. (1997) use a model of disk emission, as discussed in the conclusions of Paper I, and changing their hardening factor would have a similar result. Inversely Strohmayer (2001) finds a lower spin value for GRO J1655-40, based on relativistic precession models (see e.g. Stella & Vietri 1999). The present work can thus be considered only as one more contribution in this debate, attempting to constrain the disk and fit parameters from different perspectives.

It is also noteworthy that, before the estimate of Greiner et al. (2001) for the mass of GRS 1915+105 was available, we had left this parameter free and the best fit gave us a mass of $\sim 15 M_{\odot}$, very close to the measured value, for an almost maximally (0.99965) rotating Kerr black hole. On the other hand, for GRO J1655-40 a value of $\beta \approx 1$, giving a lower inner radius for the turnover of the frequency-radius correlation, would not have allowed a satisfying fit because (as shown in Fig. 4) the theoretical range of variation of ω is too small.

Thus the agreement found from Fig. 5 would mean that in GRO J1655-40 the inner radius stays very close to the last stable orbit, whereas in GRS 1915+105 (which is in a different spectral state) it is already much larger when the QPO has appeared and the spectral fits return reliable values of r_{col} .

The two data points for GRS 1915+105 at $\xi \approx 1.2$ are puzzling: it would be very tempting to place them on the left (growing) part of the theoretical curve, as for GRO J1655-40. A minor change in the fit parameters would easily accommodate that. We prefer to consider this as inconclusive since the observational evidence is

fragile: these points are the first two in this cycle of the source, and are in fact obtained *before* the dip (i.e. the transition to the low-hard state) as explained in Paper I. They correspond to the phase, at the end of the high state, when the inner radius starts moving away from the low value (presumably very close to r_{LSO}) it has in this state. We have discussed in Paper I how these points could in fact be subject to the corrections of MFR. Furthermore, for the second (highest) of these points we have also explained that the determination of the frequency is not certain, and that it might in fact be a harmonic of the fundamental frequency.

7. Discussion

The Accretion-Ejection Instability appears as a good candidate to explain the low-frequency QPO of black-hole binaries, for a number of reasons: its frequency which lies in the observed range, its connection with the corona and high-energy emission, the fact that it is an instability, i.e. does not need an ad hoc excitation mechanism, and that the magnetic field configurations used for MHD models of jets obey the instability criterion. In this paper we have shown that, if one accepts this identification of the AEI as the source of the QPO, we are able to understand an otherwise unexplained behavior. The theory predicts an observational signature, the turnover of the relation between the QPO frequency and the inner radius of the disk. The relation between this radius and the color radius, extracted from spectral fits, is still too uncertain to give more than an indicative value to the fits we present. It is however very comforting that these fits, which also depend on assumptions on the physical parameters in the disk, give results in surprisingly close agreement with independent estimates. More observations showing the changing correlations (perhaps even in a single source at different times) would be needed to confirm it. These observations could extend to neutron-star binaries, since Psaltis et al. (1999a) find a link between the low-frequency QPOs in many different X-ray binaries. Future work will be dedicated to this, and to testing the suggestion we made in Paper I that the anomalous color radius frequently found in spectral fits of different sources (including the two studied here) might indicate the presence of a spiral shock or hot point in the disk.

References

- Balbus, S. A., & Hawley, J. F. 1991, ApJ, 376, 214
 Binney, J., & Tremaine, S. 1987, Galactic Dynamics (Princeton University Press)
 Blandford, R. D., & Znajek, R. L. 1977, MNRAS, 179, 433B
 Casse, F., & Ferreira, J. 2000, A&A, 353, 1115
 Caunt, S., & Tagger, M. 2001, A&A, 367, 1095
 Chandrasekhar, S., 1960, Proc. Nat. Acad. Sci., 46, 253
 Dhawan, V., Mirabel, I. F., & Rodriguez, L. F., ApJ, 543, 373
 Greiner, J., Cuby, J. G., McCaughren, M. J. 2001, Nature, 414, 522
 Markwardt, C. B., Swank, J. H., & Taam, R. E., 1999, ApJ, 513, 37
 Merloni, A., Fabian, A. C., & Ross, R. R. 2000, MNRAS, 313, 193 (MFR)
 Miller, M. C., Lamb, F. K., & Psaltis, D. 1998, ApJ, 508, 791
 Muno, M. P., Morgan, E. H., & Remillard, R. A. 1999, ApJ, 52, 321
 Nowak, M. A., & Wagoner, R. V. 1992, ApJ, 393, 607
 Nowak, M. A. 2000, MNRAS, 318, 361
 Orosz, J. A., & Bailyn, C. D. 1997, ApJ, 482, 1086
 Paczynski, B., & Witta, P. J. 1980, A&A, 88, 23
 Papaloizou, J. C. B., & Pringle, J. E. 1985, MNRAS, 213, 799
 Psaltis, D., Belloni, T., & van Der Klis, M. 1999a, ApJ, 520, 262
 Psaltis, D., Wijnands, R., Homan, J., et al. 1999b, ApJ, 520, 763
 Psaltis, D., & Norman, C. 2002, ApJ, submitted [[astro-ph/0001391](#)]
 Psaltis, D. 2002, ApJ, submitted [[astro-ph/0010316](#)]
 Rodriguez, J., Varnière, P., Tagger, M., & Durouchoux, P. 2002, A&A, 387, 487 (Paper I)
 Shimura, T., & Takahara, F. 1995, ApJ, 445, 780
 Sobczak, G. J., McClintock, J. E., Remillard, R. A., et al. 2000, ApJ, 531, 537, (SMR)
 Stella, L., & Vietri, M. 1999, ApJ, 524, L63
 Strohmayer, T. E. 2001, ApJ, 552, L49
 Swank, J., Chen, X., Markwardt, C., & Taam, R. 1997, Proc. of the Conf. Accretion Processes in Astrophysics: Some Like it Hot, held at U. Md., October 1997, ed. S. Holt, & T. Kallman
 Tagger, M. 1999, Proc. of the 5th Compton Symp., Portsmouth (USA), AIP Conf. Proc., 510, 129 [[astro-ph/9910365](#)]
 Tagger, M., Henriksen, R. N., Sygnet, J. F. & Pellat, R. 1990, ApJ, 353, 654
 Tagger, M., & Pellat, R. 1999, A&A, 349, 1003 (TP99)
 Varnière, P., & Tagger, M. 2002, A&A, submitted
 Velikhov, E. P. 1959, Sov. Phys. JETP Lett., 9, 995
 Zhang, S. N., Cui, W., & Chen, W. 1997, ApJ, 482, L155

6.5 Conclusion

Dans les travaux présentés dans ce chapitre je confronte un modèle théorique à des observations. La première étape consiste à accumuler et classifier les données. Durant cette partie observationnelle, j'ai montré à partir des spectres en rayons X et de leur ajustement effectué avec des modèles informatiques, que le comportement des deux sources, GRO J1655–40 et GRS 1915+105, était compatible avec l'image classique. Le rayonnement de la source semble pouvoir être attribué à l'émission thermique d'un disque chaud, dont une partie subit une diffusion Compton inverse, produisant une queue en loi de puissance dans les X durs. Dans le cas de GRS 1915+105, les observations montrent que le creux du cycle de trente minutes correspond à une augmentation du rayon interne du disque allant de pair avec un durcissement du spectre. Lorsque l'on étudie l'évolution de la fréquence du QPO en fonction de la taille du disque, on observe que dans GRS 1915+105 le QPO se comporte de manière classique : lorsque le rayon du disque augmente la fréquence diminue et vice-versa. Les observations de GRO J1655–40, bien que sélectionnées à partir d'un critère très restrictif, confirment l'observation de Sobczak *et al.* (2000) : la tendance est inversée dans le cas de GRO J1655–40.

Plusieurs modèles de QPO tentent d'expliquer l'origine des modulations de flux (chapitre 3). Par exemple des oscillations des régions internes du disque (par exemple Chen & Taam 1994) pourraient produire des QPO (de basse fréquence). De plus, dans le cas où ces photons subiraient un effet Compton inverse, il serait même possible de reproduire les différentes évolutions observées de l'amplitude des QPO avec l'énergie des photons (Muno, Morgan & Remillard 1999, Morgan, Remillard & Greiner 1997, Lehr *et al.* 2000). Cependant, le fait que les QPO sont absents lors de l'état mou (disque lumineux et relativement stable et loi de puissance très faible) est mal expliqué par ce type de modèle.

Une autre classe de modèles suppose l'existence d'une région de transition entre le disque et le milieu Compton. Le QPO pourrait alors trouver son origine dans des oscillations de la taille de cette région (modification du nombre de photons sources, ou de la population d'électrons Hua *et al.* 1997). On pourrait alors expliquer la relation entre QPO et couronne. Cependant, cette explication est plus appropriée pour comprendre les QPO de hautes fréquences, puisque les constantes de temps associées à ce type d'oscillation sont plutôt de l'ordre de 0.01 s (Hua *et al.* 1997). Notons que le modèle de CENBOL (CENTrifugal BOUNDary Layer) peut reproduire les fréquences basses observées (Molteni, Sponholz & Chakrabarti 1996, Chakrabarti & Manickam 2000), en associant les QPO à des oscillations de la position de la région de transition (le CENBOL).

Dans ce type de modèle, la fréquence du QPO devrait croître lorsque le rayon interne diminue. La confirmation de la tendance observée par Sobczak *et al.* (2000) est alors très importante, car elle pourrait être la première confirmation observationnelle de l'AEI. D'une part cette instabilité peut produire des QPO de grande amplitude. D'autre part lorsque l'on introduit des effets relativistes dans les calculs relatifs à l'instabilité, en particulier si l'on estime l'évolution de la fréquence de la spirale en fonction de la taille du rayon interne du disque d'accrétion, on peut reproduire les différents sens de variation observés dans les deux objets. Cela permettrait en outre d'associer les QPO à un mécanisme commun aux deux microquasars (figure 6.1).

Dans ce cas, nos résultats suggèrent que l'instabilité se développe indifféremment lorsque le disque est proche ou lorsqu'il est éloigné du trou noir.

Si l'on utilise les valeurs du rayon interne du disque obtenues à partir d'ajustements des observations (bien que celles-ci puissent être sujettes à de larges corrections comme nous le

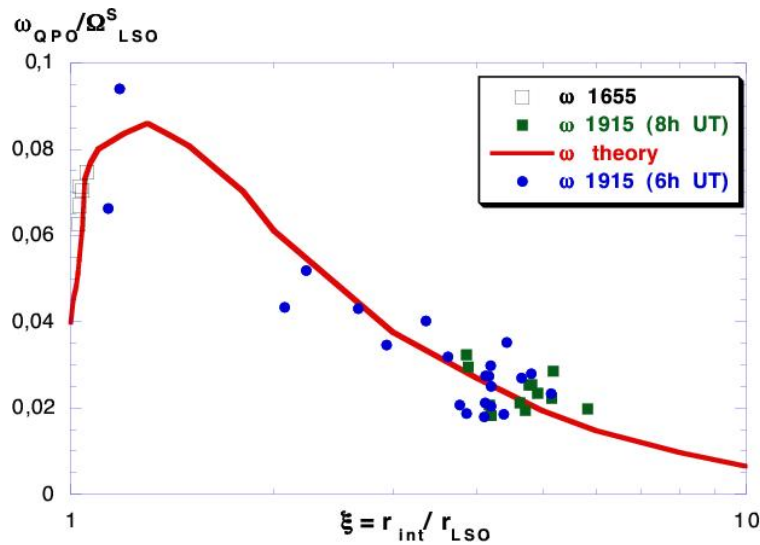


Figure 6.1: Comparaison de l'évolution de la fréquence des QPO en fonction du rayon dans GRS 1915+105 (cercles) et GRO J1655-40 (carrés). Les axes représentent le rayon rapporté à la dernière orbite stable, et la fréquence rapportée à la fréquence de révolution à la dernière orbite stable. Avec cette normalisation des axes, le graphique ne dépend ni de la masse ni de la rotation des trous noirs.

discutons dans l'article 1), et que l'on étalonne nos données par rapport à la masse connue de GRO J1655-40 (de la même manière que sur la figure 6.1), nous estimons une masse d'environ $15 M_{\odot}$ pour GRS 1915+105, avant que la masse de $14 M_{\odot}$ (Greiner *et al.* 2001b) ne soit connue. Un point important à mentionner est que dans GRS 1915+105 le QPO semble apparaître avant que la transition de type trente minutes ne s'initie. De manière très importante, ceci indique que le QPO de basse fréquence n'est plus seulement une caractéristique de l'état bas mais pourrait, du moins dans GRS 1915+105, initier la transition vers cet état. Alors, si le QPO est le traceur de l'AEI, ceci pourrait indiquer que l'instabilité est un précurseur au creux, ce qui est compatible avec l'interprétation du flot magnétique de Tagger (1999).

Chapitre 7

La campagne d’observations multi-longueurs d’onde de GRS 1915+105 en Avril 2000

7.1 La plus vaste campagne d’observation multi-longueurs d’onde	77
7.2 Courbes de lumière multi-longueurs d’onde de la campagne 2000 de GRS 1915+105	78
7.2.1 Courbes de lumière X et radio : BATSE-ASM-GBI	78
7.3 Observations de GRS 1915+105 du 17 avril 2000 : corrélations multi- longueurs d’onde	79
7.4 Les états χ des 22 et 23 avril 2000	81
7.5 Conclusion	83

7.1 La plus vaste campagne d’observation multi-longueurs d’onde

En avril 2000, la “plus grande campagne d’observation multi-longueurs d’onde ” dirigée par Y. Ueda est déclenchée. Elle comprend des observations simultanées couvrant 12 décades en fréquence, impliquant une multitude d’instruments, aussi bien au sol que dans l’espace. A partir du 17 avril, ASCA (0.7–10 keV), RXTE (1.2–250 keV), Beppo SAX (0.1–300 keV), et CGRO (50 keV–10 MeV) observent GRS 1915+105 dans le domaine des rayons X mous, durs et rayons gamma; les domaines visibles et infrarouges sont couverts à l’aide des télescopes de 3.58 m (NTT, ESO), et de 1.23 m (Calar-Alto, Espagne). Le domaine radio est couvert par le NMA (*Nobeyama Millimeter Array*, 3mm, Japon), le VLA (1.3 cm, 3.6 cm, 6 cm, USA) et le GBI (*Green Bank Interferometer*, 3.6 cm, 13 cm, USA) en essayant bien entendu d’obtenir la meilleure synchronisation possible entre le plus grand nombre d’instruments.

L’intérêt de grands suivis multi-longueurs d’onde a été démontré au chapitre 5, et a permis de commencer à comprendre les liens entre l’accrétion et l’éjection. Cette campagne apporte alors une opportunité unique d’étudier les prédictions de l’AEI, puisque l’utilisation de RXTE dans la campagne permettra d’étudier la présence, et le cas échéant, le comportement des QPO. Les observations et résultats multi-longueurs d’onde obtenus lors de cette campagne ont fait l’objet d’une publication dans ApJ, à laquelle j’ai collaboré. L’article est inclus en annexe B.

7.2 Courbes de lumière multi-longueurs d'onde de la campagne

7.2.1 Courbes de lumière X et radio : CGRO/BATSE (20-100 keV) - RXTE/ASM (1.2-12 keV) - GBI (2.25 GHz, 8.3 GHz)

Les courbes de lumière prises avec BATSE à bord de CGRO, de ASM à bord de RXTE, ainsi qu'avec l'interféromètre GBI (2.25 GHz, 8.3 GHz) sont montrées sur la figure 7.1. Elles proviennent de programmes de surveillances quotidiennes de certaines sources. Elles permettent d'observer l'évolution des microquasars en étudiant leurs émissions en radio et en X, tout en les suivant pendant de longues périodes.

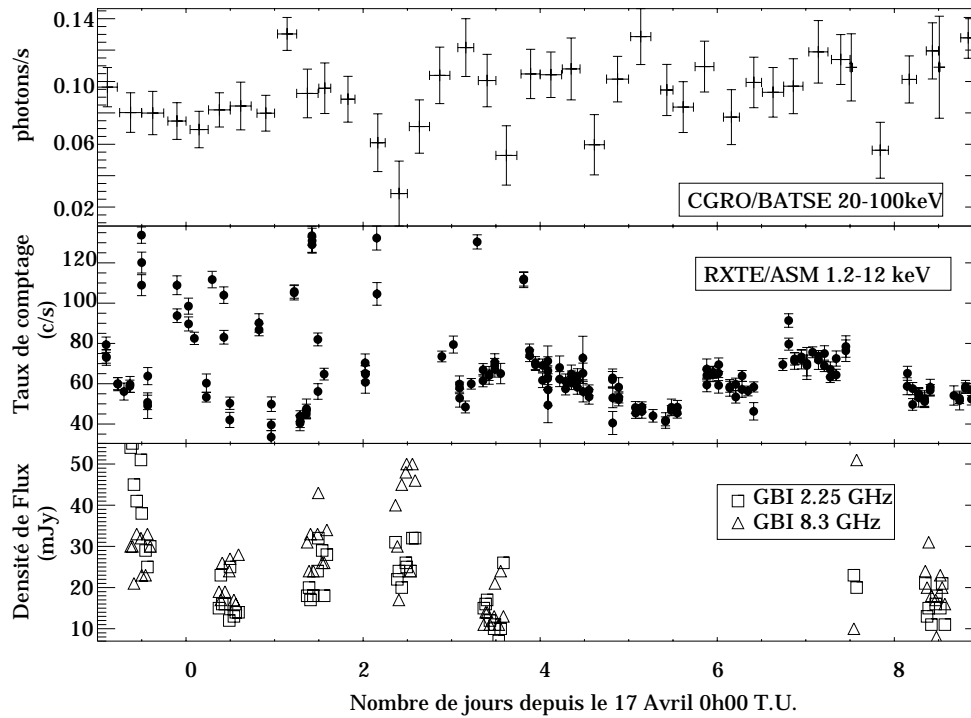


Figure 7.1: Courbe de lumière multi-longueurs d'onde de la campagne. Le temps y est représenté en jour depuis le 17 avril à 0h00 Temps Universel. De haut en bas sont représentées les courbes de lumière de GRS 1915+105 telles qu'observées avec CGRO/BATSE (20-100keV), RXTE/ASM (1.2-12 keV), et l'interféromètre GBI dans deux plages de fréquence (2.25 GHz, 8.3 GHz)

A partir du 17 avril la source est relativement variable dans les trois domaines spectraux. Notamment dans les rayons X de faibles énergies (1.2-12 keV), la courbe de lumière montre de fortes variations entre le 17 et le 21 avril sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure. Ensuite, à partir du 21 jusqu'au 22 vers 12h00 T.U. la luminosité ASM diminue de manière monotone, avant de remonter lentement jusqu'au 24 avril. Durant cette deuxième période la luminosité de GRS 1915+105 dans ce domaine spectral est globalement plus stable que précédemment.

Le temps d'échantillonnage des observations BATSE ne permet pas de suivre les variations de la luminosité des X-durs avec autant de précision. Néanmoins, il est possible d'y voir de grandes variations, traduisant l'évolution rapide des milieux proches du trou noir.

Les observations radio montrent des oscillations de la densité de flux typiques de cette source (Pooley & Fender 1997, Rodríguez et al. 1997). Ce type de phénomène a été attribué à l'émission synchrotron de bulles de matière éjectées par le système (par exemple Fender *et al.* 1997, chapitre

5). Il faudra cependant étudier la répartition spectrale d'énergie des émissions radio, avant de pouvoir tirer toute conclusion.

7.3 Observations du 17 avril 2000 : corrélations multi-longueurs d'onde

Étudions maintenant GRS 1915+105 sur des échelles de temps plus courtes. Le 17 avril 2000 RXTE, ASCA, et le VLA pointent simultanément sur l'objet. Les courbes de lumières sont reportées sur la figure 7.2.

Les courbes de lumières en X-mous (PCA et GIS) sont caractéristique d'une classe α (Belloni *et al.* 2000). Y sont visibles, en particulier, trois phases de creux d'environ 25 minutes de durée, en alternance avec des phases où la luminosité moyenne dans ces énergies est supérieure, mais sujette à de grandes et rapides variations. Le pic de luminosité en X-mou terminant chaque cycle se traduit par une baisse notable du flux de rayons X d'énergie comprise entre 30 et 120 keV. Ceci traduit le changement d'état spectral que subit GRS 1915+105 au moment du pic. Il est intéressant de noter que la baisse de luminosité X dure pourrait précéder le pic mou, même si cela est moins évident lors du deuxième cycle pour lequel on dispose de données RXTE (figure 7.2).

Dans le domaine radio, on observe des variations de flux de période environ 40 minutes. Lorsque l'on observe vers les longueurs d'ondes croissantes, les maxima d'émission sont systématiquement en retard. De plus le maximum de luminosité radio, dans toutes les bandes, est toujours précédé d'un pic de luminosité X-molle. Ce type d'association est courant dans GRS 1915+105 (chapitre 5); le comportement dans les rayons X est généralement interprété comme le résultat d'une chute brusque d'une grande portion de disque d'accrétion, une partie étant éjectée sur la forme de bulles de matière (Fender *et al.* 1997; Belloni *et al.* 1997*a,b*; Mirabel *et al.* 1998; Klein-Wolt *et al.* 2002). Cependant, comme discuté par Fender & Pooley (1998), la répartition spectrale d'énergie de forme plate (ou légèrement inversée) ne peut s'expliquer par un modèle simple de type van der Laan (1966) (voir chapitre 2 et 5). Le spectre plat caractériserait plutôt la présence d'un jet partiellement absorbé du type Blandford & Königl (1979), comme ceux observés durant les états durs de GX 339-4 (Fender *et al.* 1999; Corbel 1999*a*) ou bien dans XTE J1550-564 (Corbel *et al.* 2001). En revanche, les variations de luminosité radio et les délais en temps mesurés sont compatibles avec une émission non continue de matière de type bulles. En effet, si l'on considère une bulle d'électrons dont la distribution d'énergie est en loi de puissance ($N(E) \propto E^{-p}$, p indice spectral), alors la différence de temps entre l'éjection et le maximum d'émission en fonction de la longueur d'onde est donné par (van der Laan 1966) :

$$t_{\lambda,max} \propto \lambda^{(p+4)/(4p+6)} \quad (7.1)$$

avec $p=0$ (tiré des observations), cette relation conduit à :

$$t_{\lambda} \propto \lambda^{2/3} \quad (7.2)$$

On peut alors écrire :

$$\frac{t_{3.6cm}}{t_{1.3cm}} = \left(\frac{\lambda_{3.6cm}}{\lambda_{1.3cm}} \right)^{2/3} = 1.97 \quad (7.3)$$

D'après les observations le décalage entre 1.3 et 3.6 cm est de l'ordre de 5 minutes dans le trois cas, ce qui conduit à un délai entre l'éjection et le maximum à 1.3 cm légèrement supérieur à 5 minutes. Aux incertitudes liées à la position des maxima radio (temps d'échantillonnage de

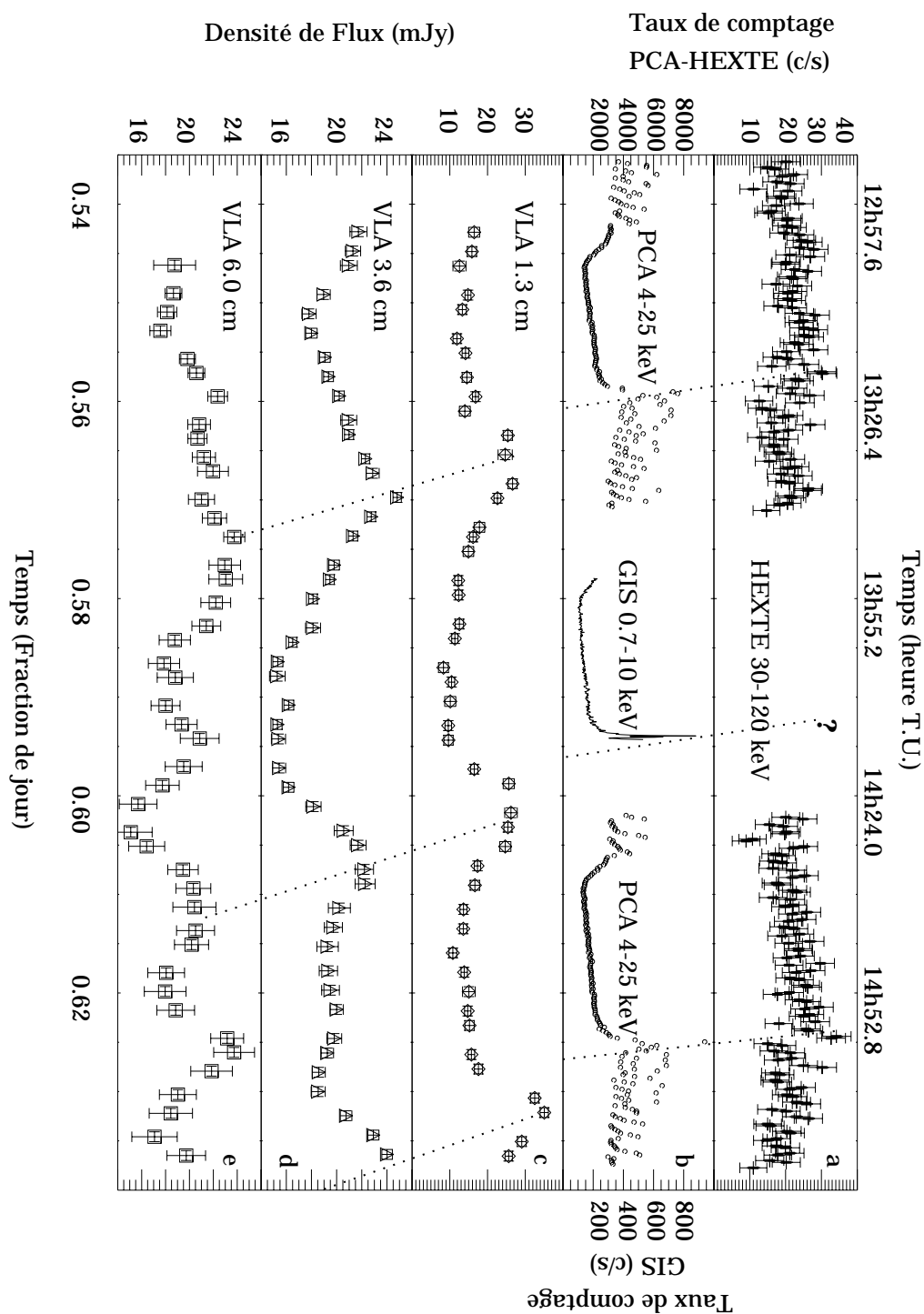


Figure 7.2: Courbes de lumière de GRS 1915+105 le 17 avril 2000.

a : HEXTE 30-120 keV (temps d'échantillonnage de 16 s)

b : PCA 4-25 keV (temps d'échantillonnage de 16 s), et GIS 0.4-10 keV (temps d'échantillonnage de 4 s)

c : VLA 1.3cm (temps d'échantillonnage d'environ 90 s)

d : VLA 3.6cm

e : VLA 6.0cm.

Les pointillés obliques montrent les possibles associations entre maxima dans les différentes longueurs d'onde.

l'ordre de 90 s, et maxima pas toujours très nets) ceci est compatible avec une éjection produite au moment du pic X mou.

Dans le modèle de jet partiellement auto-absorbé de type Blandford & Königl (1979), on a :

$$t_\lambda \propto \lambda \Rightarrow \frac{t_{3.6cm}}{t_{1.3cm}} = 2.76 \quad (7.4)$$

Ce qui conduit à un délai entre éjection et maximum à 1.3 cm, de l'ordre de 8.8 minutes, encore compatible (aux erreurs près) avec le pic X mou.

Les observations ne permettent donc pas de lever l'incertitude quant au type de jet; et bien que les délais calculés ci-dessus semblent favoriser la présence d'un jet compact, les oscillations de flux indique une injection discontinue de matière. En revanche, cette analyse semble indiquer que le premier pic de la phase oscillante du flux X (figure 7.2) est similaire au pic intermédiaire présent dans la classe β (chapitre 6, Chaty 1998, Mirabel *et al.* 1998), qui marque la transition entre un état dur et un état plus mou, et s'accompagne d'éjection de type bulles, présentant des oscillations de flux de l'ordre de trente minutes.

Si l'on compare le temps que dure chaque sursaut radio à celui de la phase d'oscillations rapides X, celle ci apparaît bien plus longue; ce qui contredit un scénario dans lequel les éruptions radio correspondraient à la superposition de plusieurs sursauts plus courts coïncidant avec la période rapidement oscillante dans les X; chaque pic d'émission correspondrait alors à une petite éjection.

Au contraire, nos observations sont très importantes car elles semblent associer les éjections de matière au sein de GRS 1915+105 à un mécanisme unique se traduisant par une bouffée en X-mous très rapide initiant un changement de l'état spectral de la source.

7.4 Les états χ des 22 et 23 avril 2000 : un jet compact dans l'état dur

Les courbes de lumière HEXTE (30–120 keV), PCA (4–25 keV) et VLA (1.3 cm, 3.6 cm, 6.0 cm) de GRS 1915+105 des 22 et 23 avril sont représentées sur la figure 7.3. Contrairement à ce que l'on avait le 17 avril, la source est plus calme ces deux jours. Les courbes de lumière ASM sont typiques d'une classe χ de faible luminosité.

Le flux radio ne manifeste, de même, pas de variation rapide, mais subit plutôt une évolution à long terme (\sim jour).

C'est aussi dans les classes χ que des jets compacts d'extension spatiale de quelques dizaines d'unités astronomiques ($1 \text{ U.A.} = 1.5 \times 10^8 \text{ km}$) sont observés (Dhawan *et al.* 2000). Ce type de classe est aussi très important puisqu'il semble qu'il soit précurseur d'éjections massives (Foster *et al.* 1996, Fender *et al.* 2001 *b*), comme par exemple durant la période MJD 50725–50750 (figure 5.1 au chapitre 5), où le court état plateau est précédé et suivi par une intense émission radio ($\sim 600 \text{ mJy}$ à 2.25 GHz, et $\sim 300 \text{ mJy}$ à 8.30 GHz, pour le pic final).

Le spectre radio peut être représenté par une loi de puissance d'indice spectral nul. La relative stabilité des émissions sur des périodes de l'ordre de l'heure, ainsi que la forme plate du spectre, tendent à indiquer la présence d'un jet compact continu de type Blandford & Königl (1979).

Sans développer plus avant cet aspect, notons que les émissions infrarouges ont des origines multiples. Le rayonnement reçu dans ce domaine spectral peut provenir pour une partie du compagnon de GRS 1915+105 (de type spectral K-M III, Greiner *et al.* 2001 *b*), de la diffusion des rayons X par les régions externes du disque d'accrétion, de l'environnement

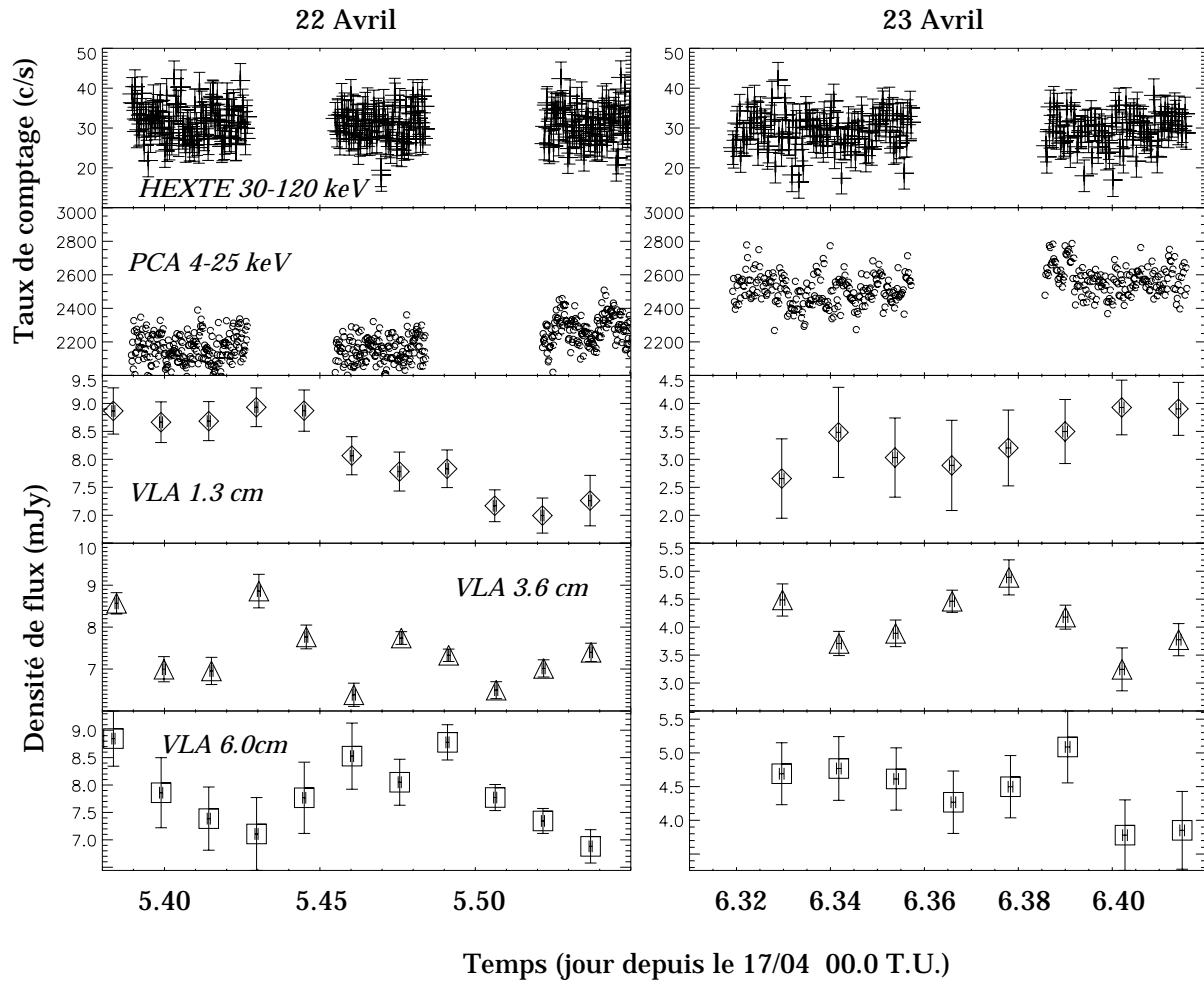


Figure 7.3: Courbe de lumière RXTE et VLA de GRS 1915+105 les 22 et 23 avril 2000. Les échelles de luminosité radio sont adaptées aux valeurs (différentes) de la densité de flux des deux jours.

riche en poussière du système (Fuchs 2001), des jets compacts (Ogley *et al.* 2000, Fender 2001, Corbel & Fender 2002). La composante infrarouge souffre d'incertitudes liées à la méconnaissance de l'absorption sur la ligne de visée. Les travaux actuels se basent tous sur les valeurs présentées par Chaty *et al.* (1996) ($A_J = 7.1 \pm 0.2$ mag., $A_H = 4.1 \pm 0.2$ mag., $A_K = 3.0 \pm 0.1$ mag, A_P est la correction (en magnitude) à apporter aux observations de la bande P) qui pourraient être erronées (Chapuis communication privée, Fuchs 2001). Cependant, ces valeurs sont assez cohérentes avec les observations en rayons X (dans cette campagne seul ASCA peut permettre d'estimer une valeur de la colonne d'absorption en X); si l'on extrapole alors le spectre radio vers les plus courtes longueurs d'onde, il semble bien que le jet contribue de manière non négligeable dans ce domaine spectral (le détail des observations infrarouge est donné dans Ueda *et al.* 2002).

7.5 Conclusion

Il semble, ici encore, qu'un phénomène d'accrétion est étroitement couplé à un phénomène d'éjection. Comme le montrent Klein-Wolt *et al.* (2002), à partir de toutes les observations RXTE et GBI disponibles jusqu'à 2000, il n'y a éjection de type bulle (oscillations radio) qu'après des périodes d'états durs supérieures à 100s. Pendant ces états le minimum de flux non négligeable, et l'indice spectral nul ou positif, semblent indiquer la présence d'un jet compact. Cela peut signifier, comme le pensent T. Belloni et ses collaborateurs, qu'à la transition, une partie des régions internes du disque est subitement accrétée par le trou noir, une partie de la matière serait alors éjectée.

Il n'est pas vraiment possible de caractériser précisément le type d'éjections observé le 17 avril en raison des incertitudes liées aux mesures des maxima radio. Il aurait été intéressant d'avoir des observations infrarouges et millimétriques simultanées, puisqu'elles auraient pu permettre d'obtenir des indications plus précises sur les moments d'éjections, par une mesure des écarts de temps couvrant un plus large intervalle. On peut simplement dire à ce niveau que les jets observés ce jour pourraient être, comme déjà suggéré dans des classes présentant des cycles de trente minutes (par exemple Fender & Pooley 1998), un type hybride partiellement auto-absorbé mais constitué de petites bulles en expansion, leur moment d'éjection étant semble-t-il coïncident avec un pic de luminosité X.

Le comportement des émissions de rayons X-durs est discuté dans l'article "Dépendance énergétique d'un QPO de basse fréquence dans GRS 1915+105" inclus au chapitre 8. D'après les observations multi-longueurs d'onde que j'ai décrites au paragraphe 7.3, nous y suggérons que la transition spectrale lors du pic peut s'expliquer par le fait que c'est la couronne qui est éjectée. Le fait que les X-durs semblent précéder le pic X-mou tendrait à confirmer une origine plutôt coronale à la transition. De plus, dans l'observation du 9 septembre 1997, les mesures de rayons internes valides montrent que celui-ci varie peu au moment du pic; son évolution est de plus monotone est ne subit pas de variations violentes. Cependant, le nombre d'observations ne permet pas de conclure plus avant dans cette direction ici; ce sera l'un des objectifs des futures campagnes multi-longueurs d'onde incluant les observations du satellite INTEGRAL.

Les observations des 22 et 23 avril permettent de confirmer l'existence d'un jet compact partiellement auto-absorbé durant des observations de la classe χ c'est-à-dire durant un état spectral dur. Il semble donc que la présence de ce type de jet soit une propriété générale de l'état dur dans les binaires X, ce qui pourrait indiquer une relation très forte entre luminosité X et éjection radio. Ceci pourrait tendre à confirmer les prédictions de l'AEI, puisque sont associés un jet de matière et un disque peu chaud et peu brillant (Ueda *et al.* 2002). Il reste cependant à étudier

la présence de QPO pour pouvoir consolider ces conclusions.

Pour terminer, il se pourrait que cette campagne permette de mettre en évidence une contribution non négligeable du jet compact jusque dans l'infrarouge. Ce qui apporterait une nouvelle preuve de l'extrême puissance des jets compacts dans ces sources (par exemple Corbel & Fender 2002).

Chapitre 8

Les observations RXTE de la campagne de 2000 :

comportements d'un QPO de basse fréquence dans GRS 1915+105

8.1	Introduction	85
8.2	Stratégie de recherche	85
8.3	Article publié dans A&A : Dépendance énergétique d'un QPO dans GRS 1915+105	88
8.4	Conclusion	98

8.1 Introduction

Dans le but de mieux comprendre l'origine des QPO, il peut paraître utile d'étudier leurs spectres en énergie. Alors on peut espérer déterminer le type d'émission(s) responsable(s) des modulations de flux, et tenter d'en situer l'origine. Tomsick & Kaaret (2001) montrent à l'aide d'une technique de repliement de période que la dépendance énergétique de l'amplitude (que l'on peut assimiler à un spectre où le flux est exprimé en termes de % RMS) du QPO de basse fréquence à son maximum vers 20 keV. Les observations de Tomsick & Kaaret (2001) pourraient signifier que le pic d'émission du QPO se situe à des énergies compatibles avec une origine thermique. Ceci est d'importance vue les conclusions présentées précédemment, pouvant suggérer notamment la présence d'un point chaud dans le disque (chapitre 6). La technique qu'ils utilisent est cependant loin d'être courante, et pourrait être source d'erreurs. Il paraît important de confirmer ce résultat assez nouveau lors de la publication en 2000, puisque les études portant sur les spectres "RMS" des QPO, notamment de hautes fréquences, montraient un spectre croissant avec l'énergie. C'est le cas par exemple du QPO de 67 Hz de GRS 1915+105 (Morgan, Remillard & Greiner 1997).

8.2 Stratégie de recherche

Nous avons vu que durant la période d'observation de la campagne de 2000, GRS 1915+105 est observé, dans deux des classes de luminosités X de la classification de Belloni et al. (2000)

(chapitre 5). Le premier comprend un cycle de trente minutes et est typique d'une classe α , l'autre correspond à un état très constant, appartenant à la classe χ . La première étape consiste à rechercher des QPO dans les courbes de lumière de la source, en produisant des spectres de puissance des observations. Si l'on produit un spectre de puissance de la source couvrant chacune des deux révolutions du 17 Avril (figure 8.1), on y observe la présence de deux pics moyennement étroits autour de 3 Hz dans les deux cas, ainsi que la présence d'une structure de plus petite amplitude de fréquence ~ 6 Hz. Cependant, vu la variabilité de la source ce jour (chapitre 7), on peut s'attendre à ce que la fréquence du QPO varie notablement, notamment durant les cycles de trente minutes (Markwardt, Swank & Taam 1999, chapitre 6) durant lesquels nous avons par-ailleurs détecté des éjections de matière (Ueda *et al.* 2002, inclus en annexe B, et chapitre 7).

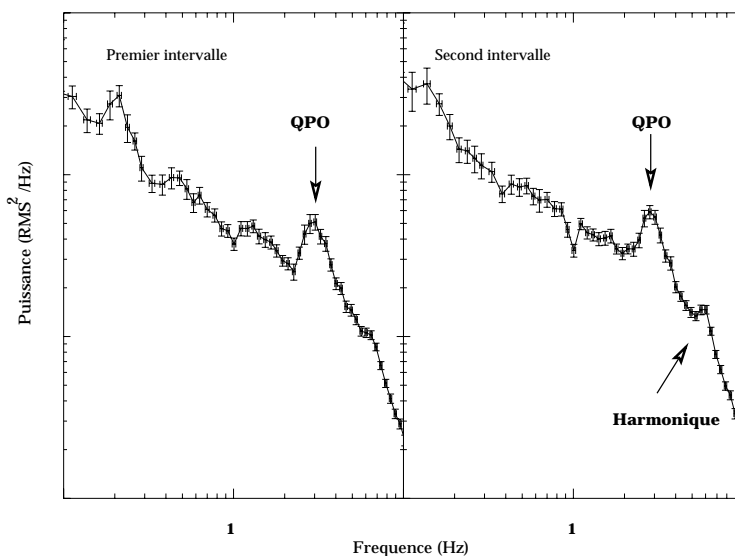


Figure 8.1: Spectre de puissance de GRS 1915+105 des deux intervalles (révolutions du satellite) de l'observation du 17-04. On y distingue dans les deux cas un QPO d'amplitude élevée, ainsi qu'une structure plus faible à une fréquence double du QPO, pouvant être une harmonique. L'échelle des ordonnées est exprimée en unité dite de Leahy (1983), $(\%RMS/Hz)^2$.

Ici comme précédemment, nous préférons l'utilisation de spectres de puissances dynamiques. On pourra ainsi suivre les variations de fréquences avec le temps. En répétant l'opération dans différentes bandes d'énergies, on peut étudier l'évolution des variations avec le domaine spectral. Les spectres de puissance dynamiques sont reportés sur la figure 8.2.

On y voit que l'évolution de la fréquence du QPO ne semble pas dépendre du domaine spectral alors que les courbes de lumière sont très différentes.

Les observations de classe χ , sont des séquences longues d'état C (Belloni et al. 2000), état de nature plutôt dure dans lequel le type de QPO basse fréquence auxquels je m'intéresse est présent¹. Par comparaison avec les autres types, et d'après les études de Markwardt, Swank & Taam (1999), et Munro, Morgan & Remillard (1999), le QPO devrait avoir ici une fréquence relativement stable.

Alors en utilisant les spectres de puissance classiques, établis dans des bandes spectrales dif-

¹Bien que le taux d'observations de la classe χ présentant un QPO ne soit pas connu, et pourrait révéler de précieux indices sur la relation de ces oscillations avec l'état spectral de la source.

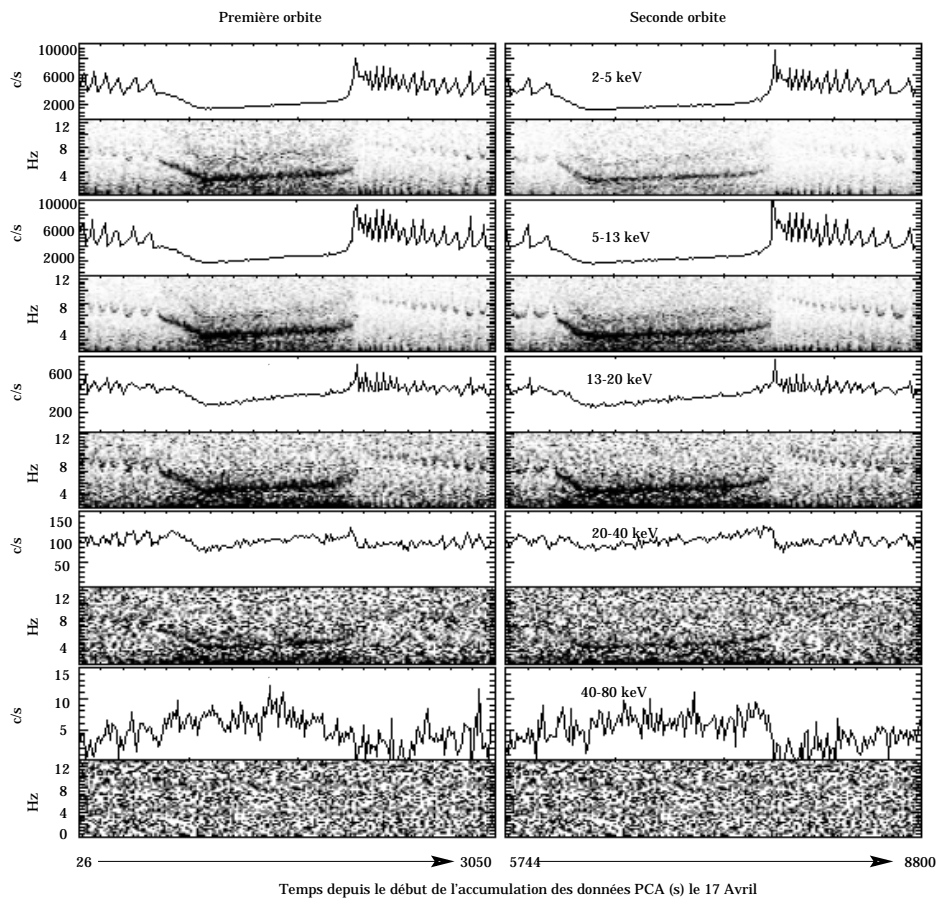


Figure 8.2: Spectres de puissance dynamiques de GRS 1915+105 le 17 Avril lors des deux révolutions de RXTE. De haut en bas, on distinguera les courbes de lumière (et spectres de puissance associé) extraites dans les bandes 2-5 keV, 5-13 keV, 13-20 keV, 20-40 keV, 40-80 keV

férentes, on pourra obtenir un “spectre en énergie” du ou des QPO.

Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics*, article qui est inséré ci-après.

8.3 Dépendance énergétique d'un QPO dans GRS 1915+105

Résumé de l'article

Lors des trois dates, nous observons la présence d'un QPO de basse fréquence de forte amplitude ($\sim 12\%$ rms). En étudiant la dépendance en énergie de ses variations de fréquence et celle des variations de luminosité de GRS 1915+105 lors de l'observation de classe α (figure 8.2), nous montrons que l'évolution du QPO est mieux corrélée au flux X-mou. Si, comme il est couramment admis le flux X-mou traduit les variations du disque d'accrétion, ceci semble confirmer le lien entre la modulation et le disque.

Lorsque l'on étudie les deux dates suivantes, il est possible d'établir le spectre des modulations; c'est-à-dire représenter l'évolution du taux de variation en fonction de l'énergie. Les spectres en énergie représentés sur la figure 8.3, montrent que l'amplitude du QPO est dominante dans des bandes spectrales intermédiaires, ce qui pourrait être compatible avec la présence d'un point chaud. Nous discutons ces résultats et leur cohérence avec les prédictions de l'AEI.

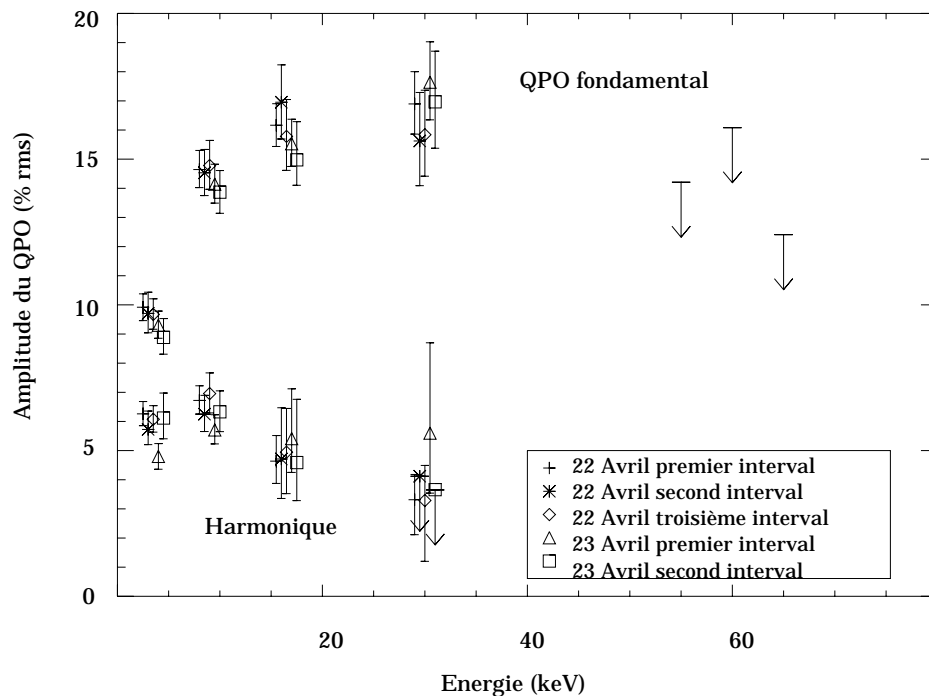


Figure 8.3: Dépendance en énergie des puissance du QPO les 22 et 23 Avril. Les différents symboles représentent les points de mesure pris aux différentes dates. Pour obtenir une limite supérieure (90% de confiance statistique) au-delà de 40 keV, j'ai moyenné ensemble les spectres de puissance où les QPO étaient de fréquences proches, c'est-à-dire les deux premières observations du 22 Avril, et les deux observations du 23.

Energy dependence of a low frequency QPO in GRS 1915+105

J. Rodriguez¹, Ph. Durouchoux¹, I. F. Mirabel^{1,2}, Y. Ueda³, M. Tagger¹, and K. Yamaoka⁴¹ DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique (CNRS URA 2052), CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France² Instituto de Astronomía y Física del Espacio/CONICET, Buenos Aires, Argentina³ Institute of Space and Astronautical Science, Yoshinodai 3-1-1, Sagami-hara, Kanagawa 229-8510, Japan⁴ RIKEN The Institute of Physical and Chemical Research, Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-0198, Japan

Received 26 October 2001 / Accepted 5 February 2002

Abstract. We analyze a set of three RXTE Target of Opportunity observations of the Galactic microquasar GRS 1915+105, observed on April 2000, during a multi-wavelength campaign. During the three observations, a strong, variable low frequency (2–9 Hz) quasi periodic oscillation (hereafter QPO), often referred to as the ubiquitous QPO, is detected together with its first harmonic. We study the spectral properties of both features, and show that: 1) their frequency variations are better correlated with the soft X-ray flux (2–5 keV), favoring thus the location of the QPO in the accretion disk; 2) the QPO affects more the hard X-rays, usually taken as the signature of an inverse Compton scattering of the soft photons in a corona; 3) the fundamental and its harmonic do not behave in the same manner: the fundamental sees its power increase with the energy up to 40 keV, whereas the harmonic increases up to ~ 10 keV. The results presented here could find an explanation in the context of the Accretion-Ejection Instability, which could appear as a rotating spiral or hot point located in the disk, between its innermost edge and the co-rotation radius. The presence of the harmonic could then be a signature of the non-linear behavior of the instability. The high-energy (>40 keV) decrease of the fundamental would favor an interpretation where most or all of the quasi-periodic modulation at high energies comes not from the comptonized corona as usually assumed, but from a hot point in the optically thick disk.

Key words. stars: individual: GRS 1915+105 – X-rays: binaries

1. Introduction

X-ray binaries exhibit strong X-ray emission, from the soft (~ 0.1 keV) to the hard X-rays (up to a few hundred keV), sometimes up to the MeV domain. The emission processes are thought to occur in the close vicinity of a stellar-mass compact object (either a Neutron Star or a Black Hole), the soft part of the spectrum being usually taken as the thermal emission of an accretion disk, whereas the hard part is thought to be the manifestation of an inverse Compton scattering of the soft photons, with relativistic electrons present in a hot coronal medium. The sources may be distinguished by several characteristics, such as the companion mass, whenever this latter is known, the shape of their spectra, or by the presence of strong collimated ejecta. In the latter case, the similarity with AGN led to the definition of microquasars (Mirabel et al. 1992), some of them known to be sources with superluminal jets (Mirabel & Rodríguez 1999).

GRS 1915+105 has first been discovered as a Soft X-ray Transient by WATCH on board *GRANAT* (Castro-Tirado et al. 1992), and then identified as the first

Galactic source to have ejections with apparent superluminal motion (Mirabel & Rodríguez 1994). The distance to the source has been estimated as 12.5 kpc, its inclination $\sim 70^\circ$, and the velocity of the jet $0.92c$ (Mirabel & Rodríguez 1994). Since then, the source has been observed with many X-ray satellites, and its spectrum is typical of that of Black Hole Candidates (BHC), such as GRO J1655–40. Only recently, however, the spectral type of the companion has been identified as a K–M III star (Greiner et al. 2001), classifying the source as a low-mass X-ray binary. The mass of the primary has been estimated to $14 \pm 4 M_\odot$ (Greiner et al. 2001), confirming the black hole nature of the compact object.

With the launch of the Rossi X-ray Timing Experiment (RXTE), and the excellent timing capacities of both its pointed instruments, the *Proportional Counter Array* (PCA) and the *High Energy X-ray Timing Experiment* (HEXTE), many X-ray Binaries and GRS 1915+105 in particular, have been discovered to exhibit Quasi Periodic Oscillations (QPOs), in several ranges of frequency (a few mHz up to hundred, and kilohertz in the case of neutron star primary). Though no physical explanation has yet been widely accepted, the QPOs are thought to occur in the close vicinity of the compact object.

Send offprint requests to: J. Rodriguez,
e-mail: rodrigue@discovery.saclay.cea.fr

Table 1. List of the Observations reduced; the interval time are those define by the PCA good time intervals as defined in Sect. 2. Relative time zero corresponds to 12h 52m 15s, start of the good time interval for interval #1.

Date	MJD	Obs Id	Interval #	Time start (UT)	Time stop (UT)	PCUs “On”
04 17 2000	51651	50405 – 01 – 01 – 00	1	12h 52m 15s	13h 42m 55s	0–4
			2	14h 27m 43s	15h 18m 39s	0–4
04 22 2000	51656	50405 – 01 – 02 – 00	1	09h 21m 35s	10h 15m 27s	0–4
		50405 – 01 – 02 – 01	2	10h 55m 59s	11h 38m 07s	0, 2–4
		50405 – 01 – 02 – 02	3	12h 31m 59s	13h 14m 07s	0, 2–4
04 23 2000	51657	50405 – 01 – 03 – 00	1	07h 40m 31s	08h 35m 27s	0, 2, 3
			2	09h 16m 15s	09h 59m 59s	0, 2, 3

Furthermore, it has been pointed out by Psaltis et al. (1999) that the QPOs could represent the same type of variability in both neutron stars and black hole systems, constraining the theoretical models, and giving important clues to the physics of these phenomena. In particular the study of QPOs should give important information on the accretion flow, and thus on the physics of the disk.

The detection of several types of QPOs can be attributed to different mechanisms, depending in particular on the source spectral state.

We will only focus here on the strong ~ 0.5 – 10 Hz QPO, present during the low/hard spectral state of GRS 1915+105, often called “ubiquitous”, since it is nearly always present in that state and often observed in other Black Hole Binaries (e.g. XTE J1550–564, or GRO J1655–40). In that case, several authors have pointed out correlations between the frequency of the oscillations and some of the spectral parameters, such as the flux (Swank et al. 1997; Markwardt et al. 1999), the temperature of the disk (Muno et al. 1999), and the disk color radius (Rodriguez et al. 2002).

All these correlations constrained the location of the QPO in or close to the disk, and the systematic study of the QPO parameters should lead to a better understanding of the accretion and ejection mechanisms, thought to occur in this region.

Recently a new mechanism has been proposed by Tagger & Pellat (1999), to extract energy and angular momentum from the inner regions of the disk (permitting, thus the accretion) and transport them toward the corotation radius of the spiral wave formed in the disk, where they can be emitted directly toward the corona (Tagger & Pellat 1999; Varnière & Tagger 2001).

It has been shown by Rodriguez et al. (2001), and Varnière et al. (2002), that this model could explain the different frequency vs. radius correlations observed in GRO J1655–40 compared to GRS 1915+105 or (as had been found by Sobczak et al. 2000) XTE J1550–564.

This model could also explain the correlations found by Mirabel et al. (1998), Eikenberry et al. (1998), Ueda et al. (2002, our observations being part of this latter work) during the ~ 30 min cycle (Tagger 1999 for a possible scenario), between X-ray light curves and the infrared and radio emissions, considered as the synchrotron

signatures of an expanding ejected blob of material, relating then the energy needed to accelerate those blobs to the one extracted from the accretion.

We present here observations of the source taken as a RXTE Target of Opportunity, in April 2000. In Sect. 2 we present the data reduction and analysis methods used; in Sect. 3, we examine the first of the three observations, which is the most variable one, and focus then on the dynamical properties of the source, observed in different energy ranges. In Sect. 4 we study the data of the following observations, where the source is much more steady, and thus, more adapted to extract the QPO parameters with high accuracy; we will interpret our observations in the last part of this paper.

2. Data reduction and analysis

The source has been observed on April 17th, 22nd and 23rd, 2000 as a target of opportunity. We have reduced and analyzed the processed data using the FTOOLS package (update 5.04). Observations IDs, exact time intervals, and dates are shown in Table 1.

We first extracted, for the three observations, lightcurves covering the entire PCA energy range, from binned data with 2^{-7} s = 7.8125 ms resolution, and event data with 2^{-16} s = 15.25878 μ s, which were rebinned during the extraction process to 7.8125 ms.

In all cases, lightcurves were extracted from all the PCUs that were simultaneously turned “on” over a single interval (i.e. 5 on Apr. 17th, and 22nd first interval, four during the two following intervals that day, and three on Apr. 23rd). We combined all PCUs and all layers to get the most possible incoming flux. The exact PCA configuration over each interval is given in Table 1.

“Good Time Intervals” (GTIs) were defined when the elevation angle was above 10° , the offset pointing less than 0.02° , and we also excluded the data taken while crossing the SAA.

Background lightcurves were generated using the PCBACKEST tool, from standard2 data, and subtracted from the raw lightcurves. We then generated power spectra and dynamical power spectra (hereafter DPS) using POWSPEC 1.0, calculating each FFT over ~ 4 s time intervals (2048 bins in each intervals), and averaging then

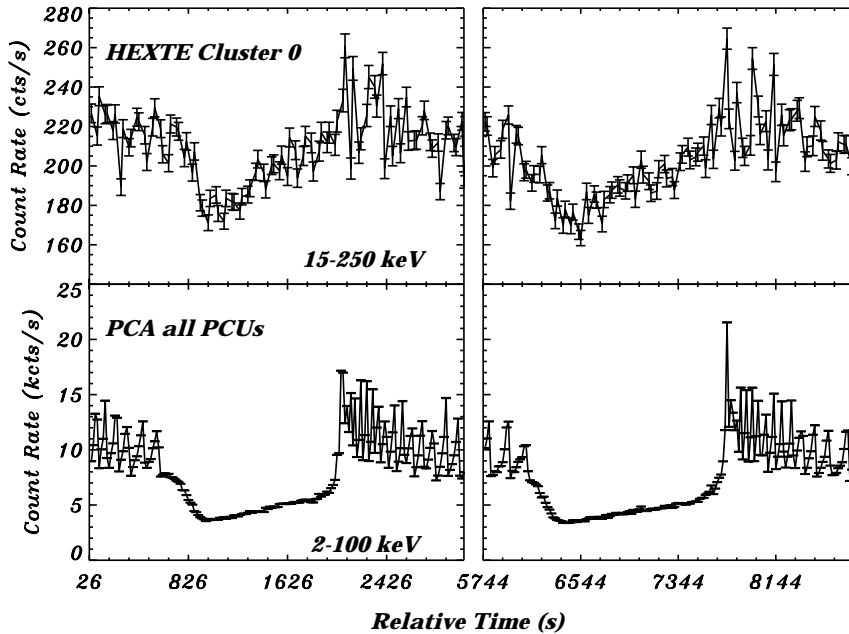


Fig. 1. The source on April 17th. Standard lightcurves covering in both cases the entire instrument energy range (~ 15 – 250 keV for HEXTE, and ~ 2 – 100 keV for PCA); *Upper panel:* HEXTE Cluster 0 standard lightcurves with 16 s time bins, *Lower panel:* PCA standard 2 lightcurves with 16 s time bins. X axis is in unit of s; Y axis is in unit of cts/s (upper panels), and kcts/s (lower ones). Error bars are 1σ statistical errors.

the result over 4 intervals. The resultant DPS has a resultant time bin ~ 16 s, comparable to the time resolution of the standard 2 lightcurves. To follow the evolution of the QPOs parameters with the energy, we extracted, in the same standard way, lightcurves in five PCA energy channels: absolute channel 0–11 (in Matrix epoch4 corresponding to <2 – 4.99 keV), channel 12–29 (4.99 – 12.68 keV), channel 30–46 (12.68 – 20.06 keV), channel 47–89 (20.06 – 39.29 keV), channel 90–174 (39.29 – 80.04 keV). We then produced DPS and power spectra, as explained above, in each energy range.

3. First observation: on April 17th

We extracted from both instruments standard lightcurves with 16 s time resolution, using the standard PCA and HEXTE reduction steps, for this observation; they are plotted in Fig. 1.

The source is in a α state as defined by Belloni et al. (2000). PCA dynamical power spectra, covering the entire PCA energy range (~ 2 – 100 keV), are shown in Fig. 2 together with the PCA lightcurves.

The source presents large flux variations on short time scales (~ 100 s), together with a single QPO whose frequency has a similar behavior (Fig. 2). Then around time ~ 600 s (first interval), and ~ 6000 s (second), a large ~ 1000 s dip occurs (Fig. 1). During that time, the QPO frequency varies from 9 Hz to 2.25 Hz, and a strong second QPO appears with a frequency \sim twice that of the fundamental, following the same frequency variations (Fig. 2). Then around relative time 2032 s (first interval), and

7716 s (second interval), a sudden and large soft X-ray spike, reaching $\sim 4.8\times$ (respectively $\sim 6.4\times$) the dip minimum flux, for the first (respectively second) interval, occurs and the source returns to a state similar to the one before the dip. Here the harmonic disappears, while the fundamental returns to a larger frequency and behaves as before the dip. In addition we show in Fig. 3 DPS in the five energy ranges defined in Sect. 2, together with the corresponding lightcurves. One can immediately see that above 20 keV the harmonic is absent or very faint, and that above 40 keV (probably due to the high noise) the QPO disappears. We also see in Fig. 3 the evolution of the flux variations with the energy; the large dip seems to be smoothed with the energy.

We extracted from the soft lightcurves the relative time and the value of the flux of the peak occurring just before the dip (relative time 554 s, for the first interval, and 6064, for the second one); we then re-did the same procedure for the minimum of the dip (relative time 954 s for the first interval, and 6368 s for the second one), and we thus could estimate the relative amplitude of the variation of the flux, at the time where, also, the fundamental QPO sees its frequency varying from 9 to 2.25 Hz. We did this in each energy range, at the same times (allowing a maximum of two bins ($\sim \pm 32$ s) of difference between each range). Results are shown in Table 2.

Note that the soft spike corresponds in the higher energy range (above 20 keV) to a sudden decrease of the flux, indicating the cooling, or the disappearance of a part of the corona (multi-wavelength results can be found in Ueda et al. 2002).

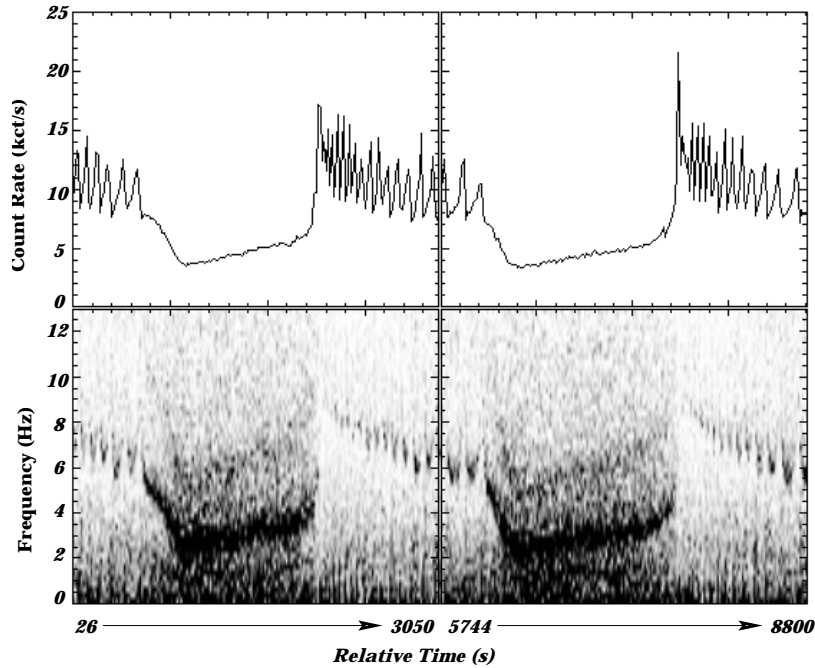


Fig. 2. PCA Lightcurve of the source during the whole observation; *Lower panel:* dynamical power spectra of the source on April 17th; the gap in the data corresponds to occultation due to the orbit. *X* axis is the relative time (time 0 is defined in Table 1), in units of s. *Y* axis is in kcts/s (upper panels), and in Hz (lower ones).

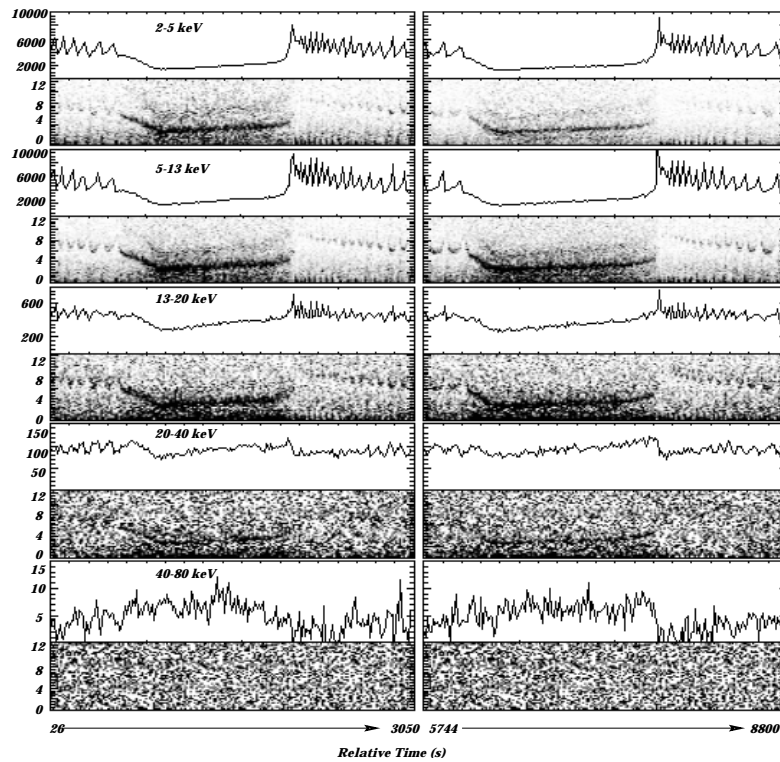
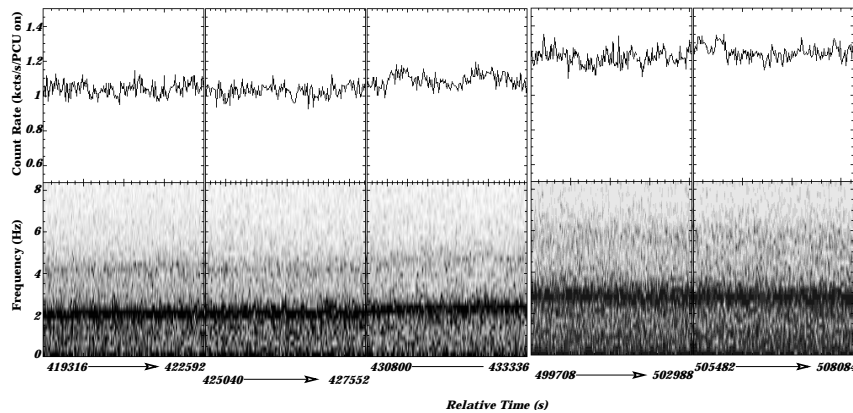


Fig. 3. Dynamical power spectra of the source on April 17th in the five PCA energy ranges; *X* axis in all cases are the time, covering relative time from 24 s to 3050 s (Left), and relative time from 5744 s to 8800 s (Right); upper panels are the standard 2 lightcurves in the indicated energy ranges. *Y* axis are in units of kcts/s for the upper panels, and in units of Hz for the lower ones.

Table 2. Variations of the flux with the energy, between the last peak before the dip, and the bottom of the dip for the two intervals of April 17.

Energy Range (keV)	Variation Rate Interval #1 (%)	Variation Rate Interval #2 (%)
2–5	72.95 ± 0.63	71.19 ± 0.66
5–13	70.24 ± 0.61	69.61 ± 0.63
13–20	47.84 ± 1.78	42.37 ± 1.88
20–40	22.18 ± 4.26	21.29 ± 4.07

**Fig. 4.** Plot of the 16 s PCA lightcurves (upper panel), and the dynamical power spectra (bottom), covering the three good time intervals of April 22nd (left Panel) and April 23rd (Right Panel). Once again time zero is April 17th good time interval start. Y axis of upper panels is in unit of kcts/s/PCU-on (see Table 1 for the PCA configuration over each interval), while that of lower panels is in Hz.

4. Second and third observation: April 22nd and 23rd

As the lightcurves and dynamical power spectra did not present variations as strong as on the previous date, we did not focus here on the dynamical evolution of the QPO, but we just tried to correlate the QPO parameters with the energy range. Figure 4 shows the lightcurves with the dynamical power spectra from all the GTIs of both observations. The source is in a χ state of Belloni et al. (2000), characterized by a steady flux.

Power spectra covering the entire PCA range, shown in Fig. 5, are fitted with a model consisting of two broad lorentzians (continuum), plus sharper ones, modeling the QPO features. When the presence of the QPOs was not obvious, we estimated the parameters by freezing the Lorentzian centroid frequency to the value found in the other energy ranges, and allowing both the width and the power to vary. In the case of the 40–80 keV range, since the statistics from single interval was poor, we choosed to merged the observations were the QPO frequency was found to be close, i.e. intervals #1 and #2 from April 22, and intervals #1 and #2 from April 23; interval #3 from April 22 was fitted alone. Results from the fits for all the energy ranges defined in Sect. 2 are shown in Table 3. No variations similar to those of April 17 are present here; the flux remains fairly constant around a mean value 1050 cts/s/PCU-on, for the April 22 two first intervals, rising slowly to ~ 1100 cts/s/PCU-on, for the

April 22 third interval, and reaching ~ 1200 cts/s/PCU-on, on April 23. As expected, in the same time intervals the fundamental QPO sees its frequency slowly increase with time from ~ 2.14 Hz (on Apr. 22) to ~ 2.9 Hz (on Apr. 23) (Fig. 4, and Table 3). The harmonic is still present during the five intervals, with a frequency varying from ~ 4.3 Hz (on Apr. 22), to ~ 5.8 Hz on April 23 first interval.

We plotted in Fig. 7 the evolution of the QPO power vs. energy range for the five GTIs. The upper points represent the behavior of the fundamental QPO, and the lower that of the harmonic; we can see that the power of the fundamental increases up to 40 keV, and then seems to decrease, whereas that of the harmonic seems to peak between the 5–13 and 13–20 keV ranges. Figure 6 represents the evolution of the QPOs width vs. their frequencies. Both distributions of points can be well fitted by lines of slopes 0.390 for the fundamental, and 0.389 for the harmonic. The zero abscissa values are found to be -0.526052 for the fundamental, and -0.932459 for the harmonic (although their physical meaning is not clear). It is clearly visible on the plot that both QPOs are tightly correlated, the width of the harmonic being \sim twice that of the fundamental (resulting thus in a Q value ($= \frac{\text{frequency}}{FWHM}$) similar for both).

5. Results and interpretation

The April 17 observation confirms and expands the conclusion of Markwardt et al. (1999) and Munro et al. (1999),

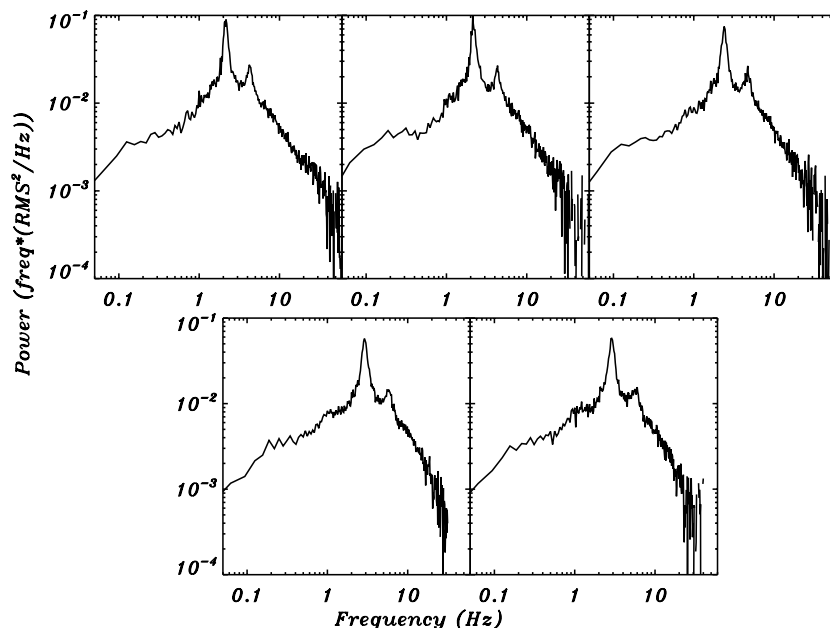


Fig. 5. Power spectra of the source on April 22nd (up), and April 23rd (lower panel). Y axis is the power in terms of $\text{Freq} * \text{rms}^2 / \text{Hz}$, while X axis are the frequencies.

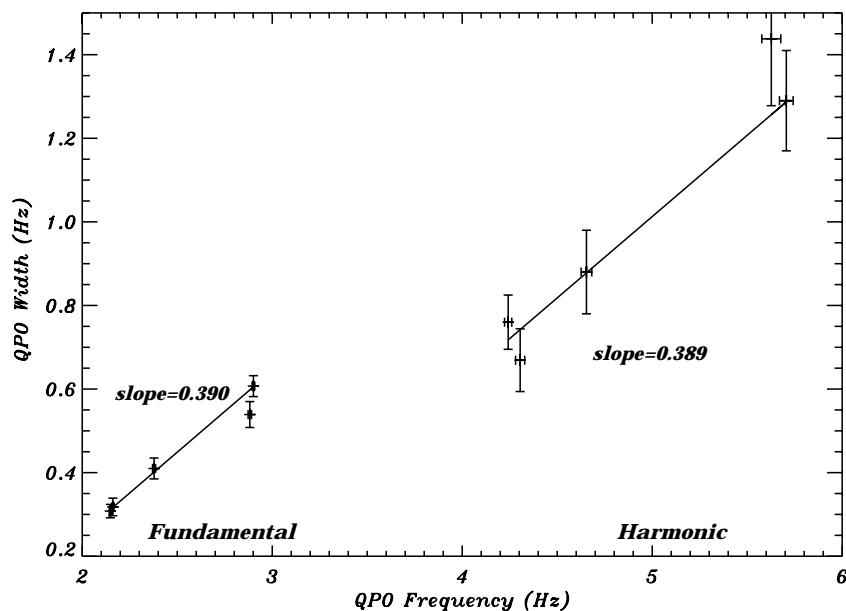


Fig. 6. Plot of QPO *FWHM* vs. QPO Frequency, for the five intervals covering Apr. 22nd and 23rd. Both axis are in units of Hz. In the two case the solid lines represent the best fit. The slopes are indicated in each cases.

that the QPO frequency is better correlated with the soft flux, but seems stronger in the higher energy bands (which is confirmed by the following dates).

In addition a precise study of the lightcurve of the same date shows that the ~ 30 min dips are smoothed with the energy, and that the sudden increase of the soft flux (the spike) is anti correlated with the hard flux; indeed the spike, in both interval, corresponds to a major decrease

of the flux in the 20–40 keV, and 40–80 keV bands, usually considered to be emitted by the corona. The soft spike marks here the transition from the low hard state (C state of Belloni et al. 2000), to a soft high state (A-B states). Within the interpretation in terms of disk states, this transition and the rapid variations following (interpreted as rapid transitions through A B C states in Belloni et al. 2000) can be seen as a succession of rapid replenishments

Table 3. results of the fittings for the three observations, for all the energy ranges defined in Sect. 2.

Date	#	Energy range (keV)	f_{QPO1} (Hz)	Q_1	%rms ₁	f_{QPO2} (Hz)	Q_2	%rms ₂	χ^2 (d.o.f.)
04 22 2000	1	PCA*	$2.148^{+0.006}_{-0.006}$	6.97	$12.47^{+0.62}_{-0.57}$	$4.242^{+0.019}_{-0.019}$	5.58	$6.31^{+0.48}_{-0.42}$	69.13(62)
		2–5 keV	$2.137^{+0.008}_{-0.006}$	7.12	$9.92^{+0.46}_{-0.46}$	$4.270^{+0.022}_{-0.02}$	5.34	$6.26^{+0.42}_{-0.4}$	89.2(62)
		5–13 keV	$2.142^{+0.007}_{-0.005}$	6.88	$14.64^{+0.65}_{-0.61}$	$4.249^{+0.019}_{-0.018}$	6.85	$6.72^{+0.50}_{-0.46}$	67.62(62)
		13–20 keV	$2.151^{+0.007}_{-0.006}$	6.68	$16.16^{+0.73}_{-0.73}$	$4.270^{+0.038}_{-0.038}$	7.89	$4.63^{+0.87}_{-0.76}$	62.11(62)
		20–40 keV	$2.143^{+0.01}_{-0.008}$	6.00	$16.89^{+1.10}_{-1.03}$	4.27 frozen	>6.1	<4.17	30.19(36)
	2	PCA	$2.161^{+0.007}_{-0.006}$	6.79	$12.27^{+0.78}_{-0.75}$	$4.305^{+0.024}_{-0.024}$	6.43	$5.39^{+0.57}_{-0.51}$	102.5(62)
		2–5 keV	$2.152^{+0.008}_{-0.007}$	7.24	$9.70^{+0.72}_{-0.66}$	$4.326^{+0.025}_{-0.025}$	6.21	$5.72^{+0.63}_{-0.52}$	108.6(62)
		5–13 keV	$2.162^{+0.006}_{-0.007}$	6.90	$14.53^{+0.79}_{-0.78}$	$4.286^{+0.024}_{-0.023}$	7.10	$6.24^{+0.64}_{-0.59}$	80.10(62)
		13–20 keV	$2.169^{+0.008}_{-0.009}$	5.60	$16.95^{+1.28}_{-1.26}$	$4.333^{+0.102}_{-0.092}$	5.82	$4.71^{+1.75}_{-1.35}$	87.52(42)
		20–40 keV	$2.182^{+0.012}_{-0.012}$	6.28	$15.62^{+1.66}_{-1.53}$	4.30 frozen	>6.14	<4.12	46.24(47)
	1–2 Merged	40–80 keV	2.15 Frozen	>15	<14.21				7.69(10)
	3	PCA	$2.378^{+0.008}_{-0.008}$	5.8	$12.31^{+0.70}_{-0.68}$	$4.654^{+0.029}_{-0.028}$	5.28	$5.94^{+0.55}_{-0.50}$	87.98(62)
		2–5 keV	$2.361^{+0.009}_{-0.008}$	5.84	$9.67^{+0.53}_{-0.5}$	$4.690^{+0.026}_{-0.025}$	5.39	$6.07^{+0.46}_{-0.43}$	94.8(62)
		5–13 keV	$2.382^{+0.008}_{-0.007}$	5.71	$14.78^{+0.86}_{-0.81}$	$4.691^{+0.03}_{-0.031}$	5.54	$6.95^{+0.7}_{-0.66}$	70.54(62)
		13–20 keV	$2.391^{+0.009}_{-0.009}$	5.97	$15.78^{+1.26}_{-1.16}$	$4.558^{+0.127}_{-0.1}$	6.16	$4.94^{+1.49}_{-1.42}$	100.1(62)
20–40 keV		$2.376^{+0.013}_{-0.011}$	5.78	$15.83^{+1.52}_{-1.42}$	4.65 Frozen	>5.8	<4.48	43.58(36)	
40–80 keV		2.35 Frozen	>10.21	<16.08				19.29(28)	
04 23 2000	1	PCA	$2.901^{+0.009}_{-0.007}$	4.77	$12.07^{+0.51}_{-0.47}$	$5.706^{+0.036}_{-0.036}$	4.42	$5.23^{+0.43}_{-0.41}$	87.98(62)
		2–5 keV	$2.871^{+0.009}_{-0.009}$	5.31	$9.30^{+0.48}_{-0.44}$	$5.832^{+0.041}_{-0.039}$	5.12	$4.80^{+0.44}_{-0.41}$	83.09(62)
		5–13 keV	$2.905^{+0.008}_{-0.007}$	5.12	$14.14^{+0.68}_{-0.65}$	$5.752^{+0.034}_{-0.033}$	5.70	$5.71^{+0.52}_{-0.48}$	79.32(62)
		13–20 keV	$2.921^{+0.01}_{-0.009}$	5.35	$15.53^{+0.84}_{-0.78}$	$5.535^{+0.132}_{-0.146}$	4.22	$5.48^{+1.71}_{-1.16}$	122.8(62)
		20–40 keV	$2.925^{+0.015}_{-0.015}$	4.91	$17.64^{+1.38}_{-1.29}$	$5.940^{+0.2}_{-0.16}$	7.36	$5.60^{+3.10}_{-2.06}$	76.89(59)
	2	PCA	$2.882^{+0.01}_{-0.008}$	5.34	$11.47^{+0.64}_{-0.54}$	$5.627^{+0.051}_{-0.051}$	3.91	$5.41^{+0.50}_{-0.47}$	100.1(62)
		2–5 keV	$2.866^{+0.012}_{-0.012}$	5.83	$8.88^{+0.64}_{-0.57}$	$5.714^{+0.067}_{-0.065}$	3.19	$6.11^{+0.85}_{-0.71}$	79.77(62)
		5–13 keV	$2.883^{+0.01}_{-0.009}$	5.49	$13.86^{+0.74}_{-0.72}$	$5.640^{+0.062}_{-0.063}$	3.90	$6.33^{+0.72}_{-0.68}$	94.63(62)
		13–20 keV	$2.899^{+0.013}_{-0.01}$	5.71	$14.97^{+1.31}_{-0.87}$	5.65 Frozen	4.92	$4.58^{+2.16}_{-1.3}$	63.84(42)
		20–40 keV	$2.901^{+0.019}_{-0.019}$	4.98	$16.96^{+1.73}_{-1.59}$	5.65 Frozen	>17.65	<3.65	36.86(29)
	1–2 Merged	40–80 keV	2.85 Frozen	>7.5	<12.41				50.04(41)

* Instrument entire energy range (~ 2 –100 keV).

and disappearances of the innermost parts of the disk (Belloni et al. 1997). The behaviour of the corona may appear difficult to understand, since the abrupt cutoff of the hard X-rays could either be the manifestation of a sudden cooling of the relativistic electrons by the re-emergence of a high soft flux, or the disappearance of the corona (by advection or ejection).

Thanks to a large number of multi-wavelength observations, the radio and infra-red behaviors of GRS 1915+105 have now been widely studied for years. In particular, former studies such as the one presented in Mirabel et al. (1998), or Eikenberry et al. (1998) had linked the soft X-ray spike (transition from low hard to soft high state) with radio and infra red flares. Dhawan et al. (2000) have shown that indeed superluminal ejections took place during abrupt change in the X-ray state of the source. More recently, Klein-Wolt et al. (2001) have found a strong correlation between radio events (radio oscillations,

compact jets, large radio flares), and state C properties (duration, transition to other states). It is, however, to be noted that Klein-Wolt et al. did not find any simultaneous radio – alpha state observations. Furthermore, “The Largest Multi-wavelength Campaign” on GRS 1915+105 presented in Ueda et al. (2002), shows that the state transitions on Apr. 17th are followed by radio flares consistent with an ejection of material starting at the state transition. This leads us to suggest that the abrupt cutoff of the hard X-rays is more probably related to the disappearance of a part of the corona, blown away under the form of a synchrotron emitting blob of material detected in the infra red, and radio domains (Figs. 1 and 2 in Ueda et al. 2002).

On the other hand, the behavior of the QPO and its harmonic at high energies poses severe constraints on theoretical models. The decrease of the QPO power above 40 keV may indicate that not all the corona is affected.

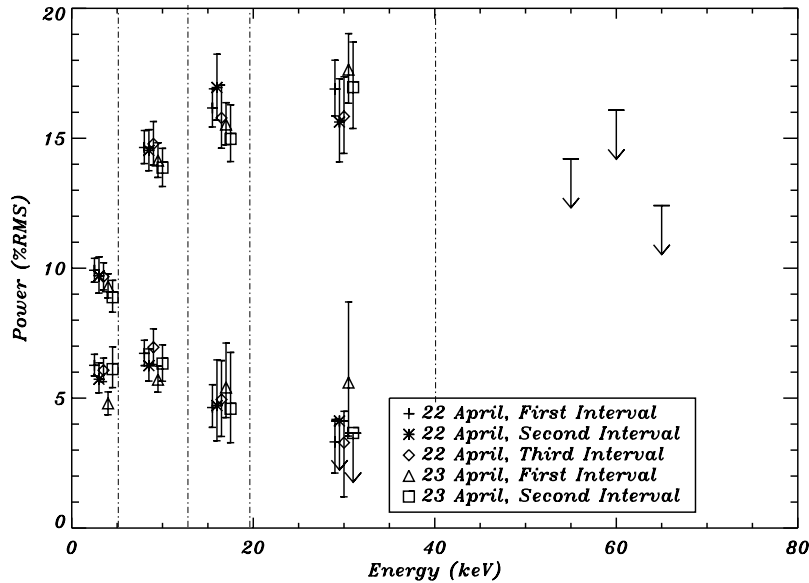


Fig. 7. Plot of the power vs. the energy range; each group of points represents the value over the whole energy range delimited by the dash-dotted line. The upper group of points in each cases corresponds to the fundamental QPO, the lower being the harmonic. Error bars are 1σ confidence level. Arrows are the 95% upper limits. The three last arrows represent, respectively, the result from Apr. 22 intervals 1 & 2 merged, Apr. 22 interval 3, and Apr. 23 interval 1 & 2 merged.

The decrease of the harmonic above ~ 20 keV also raises very challenging questions.

These could find an explanation in the context of the Accretion-Ejection Instability (Tagger & Pellat 1999), which has been shown to form a rotating spiral structure in the disk, similar to galactic ones but driven by magnetic stresses rather than by self-gravity. The spiral arms should be expected to heat as well as compress the gas in the disk, and thus to appear as a rotating spiral or hot spot. The harmonic would then be a signature of the non-linear behavior of the spiral, just as the gas form shocks (and thus strong harmonics of the underlying 2-armed spiral) along galactic spiral arms. The high-energy cutoff of the fundamental could, then, favor an interpretation where most or all of the quasi-periodic modulation at high energies comes, not from the comptonized corona as usually assumed, but from a hot point in the optically thick disk. This would be consistent with the previous result (Rodriguez et al. 2001; Rodriguez et al. 2002) that the anomalously small color radius of the disk, often observed in some Black-Hole Binaries, could actually be interpreted by the black-body emission of a small area hot point in the disk. We could in principle have an estimate of its physical size, by adding a blackbody model in the spectral fits (such as the *BBODYRAD* model of XSPEC), one of the parameters being the normalized area of the emitting region, (since the black body luminosity is proportional to the area). But the limited sensitivity and spectral resolution of the present data do not allow any realistic fit. We expect that future instruments will provide better constraints on this problem.

It would be very tempting to consider the width of the QPO as a measure of the size (due for example to the differential rotation acting between the inner and outer edges of the spot). But the fact that we are dealing with a QPO probably rules out this explanation, since it has to result from a quasi-stationary feature in the disk. This is precisely the case for the AEI, where a standing spiral wave results in a quasi-stationary feature rotating at a single frequency. In this context the width of the QPO would correspond to the coherence time of this pattern, fixed either by non-linear effects or by variations in the background disk equilibrium, e.g. the inner disk radius or other disk parameters (temperature, magnetization, etc.).

The spot physical properties (e.g. its temperature) may also depend on a number of external parameters, hard to deduce from the observations, such as the β ratio (the ratio between thermal and magnetic pressure), which drives the instability (see for example Varnière et al. 2002, for a discussion on the effects of this parameter), or even the efficiency of the instability. Indeed, in a non linear regime for example, the amount of energy deposited in the disk (under the form of shocks) would be much greater, and would locally warm it up much more than in the linear case.

Further observational and theoretical work should, however, allow to test this hypothesis: by producing, from numerical simulations of the instability (such as Caunt & Tagger 2001), synthetic light curves of the QPO, and by fitting the observed energy dependence of the modulated light curve by a high-temperature, hotter black body over a small area of the disk rather than the usual power-law of the coronal emission.

Acknowledgements. The authors would like to thank S. Corbel, M. Munro, P. Varnière, T. Foglizzo, and the anonymous referee for useful discussions and comments which allowed us to improve the quality of the paper.

IFM acknowledges partial support from Fundación Antorchas. We also thank the *Athena help* at GSFC for appreciable help on the RXTE data reduction processes.

This research has made use of data obtained through the High Energy Astrophysics Science Archive Center Online Service, provided by the NASA/Goddard Space Flight Center.

References

- Belloni, T., Méndez, M., King, A. R., van der Klis, M., & van Paradijs, J. 1997, *ApJ*, 479, L145
- Belloni, T., Klein-Wolt, M., Méndez, M., van der Klis, M., & van Paradijs, J. 2000, *A&A*, 355, 271
- Castro-Tirado, A., Brandt, S., Lund, N., et al. *ApJS*, 1994, 92, 469
- Caunt, S. E., & Tagger, M. 2001, *A&A*, 367, 1095
- Dhawan, V., Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 2000, *ApJ*, 543, 373
- Eikenberry, S. S., Matthews, K., Morgan, E. H., Remillard, R. A., & Nelson, R. W. 1998, *ApJ*, 494, L61
- Greiner, J., Cuby, J. G., McCaughrean, M. J., Castro-Tirado, A. J., & Mennickent, R. E. 2001, *A&A*, 373, L37
- Greiner, J., Cuby, J. G., & McCaughrean, M. J. 2001, *Nature*, 414, 522
- Klein-Wolt, M., Fender, R. P., Pooley, G. G., et al. 2001, *MNRAS*, in press [[astro-ph/0112044](#)]
- Markwardt, C. B., Swank, J. H., & Taam, R. E. 1999, *ApJ*, 513, 37
- Merloni, A., Fabian, A. C., & Ross, R. R. 2000, *MNRAS*, 313, 193 (MFR)
- Mirabel, I. F., Rodríguez, L. F., Cordier, B., Paul, J., & Lebrun, F. 1992, *Nature*, 358, 215
- Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature*, 371, 46
- Mirabel, I. F., Dhawan, V., Chaty, S., et al. 1998, *A&A*, 330, L9
- Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1999, *ARA&A*, 37, 409
- Morgan, E. H., Remillard, R. A., & Greiner, J. 1997, *ApJ*, 482, 1086
- Munro, M. P., Morgan, E. H., & Remillard, R. A. 1999, *ApJ*, 527, 321
- Psaltis, D., Belloni, T., & van der Klis, M. 1999, *ApJ*, 526, 262
- Rodríguez, J., Varnière, P., Tagger, M., & Durouchoux, P. 2001, Proc. of the Third Microquasar Workshop: Granada Workshop on galactic relativistic jet sources, ed. A. J. Castro-Tirado, J. Greiner, & J. M. Paredes, Astrophysics and Space Science, of the 3rd microquasar workshop, Granada (Spain) [[astro-ph/0010635](#)]
- Rodríguez, J., Varnière, P., Tagger, M., & Durouchoux, P. 2002, *A&A*, accepted
- Sobczak, G. J., McClintock, J. E., Remillard, R. A., et al. 2000, *ApJ*, 531, 537 (SMR)
- Swank, J., Chen, X., Markwardt, C., & Taam, R. 1997, Proc. of Conf. Accretion Processes in Astrophysics: Some Like it Hot, held at U. Md., October 1997, ed. S. Holt, & T. Kallman
- Tagger, M., & Pellat, R. 1999, *A&A*, 349, 1003 (TP99)
- Tagger, M., 1999, Proc. of the 5th Compton Symp., Portsmouth (USA) [[astro-ph/9910365](#)]
- Ueda, Y., Yamaoka, K., Sánchez-Fernández, C., et al. 2002, *ApJ*, in press
- Varnière, P., & Tagger, M. 2001, Proc. of the Gamma 2001, Symp. Baltimore MD, April 2001, ed. N. Gehrels, C. Shrader, & S. Ritz
- Varnière, P., Rodríguez, J., & Tagger, M. 2002, *A&A*, accepted

8.4 Conclusion

Les observations que j'ai présentées dans ce chapitre apportent des faits très intéressants, et confirment le lien fort entre fréquence du QPO et flux X-mou, notamment lors des creux de luminosité X. Ce qui dans l'interprétation standard lie le disque aux modulations rapides de flux. Cela peut signifier que le disque lui-même subit des oscillations mécaniques, ou bien ce pourrait être la manifestation d'un phénomène interne au disque, emporté dans le flot en rotation Képlérienne. Comme mentionné précédemment (chapitre 6), si le QPO a pour origine des oscillations du disque (ou d'une région de transition), il paraît important de comprendre théoriquement la dépendance de la fréquence, mais aussi la grande amplitude des oscillations.

Lorsque l'on étudie la dépendance énergétique de l'amplitude des QPO, le comportement observé peu paraître troublant :

tout d'abord d'où proviennent les harmoniques ?

Puis comment interpréter les spectres des QPO?

Dans le contexte de l'AEI, les harmoniques traduiraient alors une manifestation non-linéaire de l'instabilité : la spirale choquerait la matière; ce phénomène est similaire au phénomène de déferlement des vagues. Ici cela correspondrait à une transition brutale de densité et de température au niveau d'un des bords de la spirale, comme pour le gaz dans les galaxies.

Le spectre observé des QPO est plus délicat; les maxima situés aux alentours de 20 keV pour le fondamental, semblent exclure une origine purement coronale sauf si, comme le proposent Lehr *et al.* (2000) la couronne possède un gradient de température, ce qui pourrait expliquer le maximum observé (cet effet est aussi discuté par Tomsick & Kaaret 2001). Lehr *et al.* (2000) comparent leurs simulations numériques aux observations concernant le QPO de 67 Hz de GRS 1915+105. Le but de leur travail est d'expliquer la dépendance énergétique des QPO et non leur origine.

Les formes des spectres pourraient aussi suggérer la présence d'un point chaud situé dans le disque. Ainsi on arriverait à comprendre pourquoi les QPO ont une amplitude forte dans les énergies intermédiaires. Si l'on imagine un point plus chaud que le disque, son spectre est décalé vers les X-durs; de plus le disque d'accrétion est de luminosité intégrée bien plus grande. A basse énergie, une majorité de photons provient du disque, directement sous forme de rayonnement thermique, ou indirectement par effet Compton inverse. Ces photons sont peu modulés. En montant en énergie, l'influence du disque diminue rapidement, alors que le point chaud approche de son maximum de luminosité.

L'interprétation en terme de point chaud reste bien sur à vérifier et cache sous une appellation simple, des phénomènes de grandes complexités, sources d'incertitudes. De plus, nos travaux ne permettent pas d'exclure (ni de confirmer) les propositions de Lehr *et al.* (2000); nous proposons une autre² origine pour la modulation.

²Lehr *et al.* (2000) attribuent le QPO de 67 Hz à un mode d'oscillation disco-sismique

Troisième partie

L' éruption de 2000 XTE J1550–564 :
approche spectro-temporelle.

Chapitre 9

XTE J1550–564

9.1	Historique	101
9.2	Comportement Spectral de XTE J1550–564 lors de son éruption de 1998–1999	102
9.3	Variations rapides et QPO de hautes fréquences	104
9.4	Corrélations spectro-temporelles	104
9.5	Un paramètre additionnel au taux d'accrétion ?	104
9.6	Paramètres généraux de XTE J1550–564	105

L'extrême variabilité de GRS 1915+105 dans le domaine des rayons X sur des périodes de l'ordre de la minute¹, rend son analyse difficile et les mesures spectrales de mauvaise qualité statistique. Une source transitoire peut apparaître alors comme une source de choix puisque, bien que l'état de la source peut y changer sur des périodes de l'ordre de la journée, le comportement de type cycle de trente minutes semble bien unique à GRS 1915+105 .

Cet argument pourrait bien évidemment être appliquer à un grand nombre de binaires X que l'on croit abriter un trou noir. Je présente dans ce chapitre la courte histoire de XTE J1550–564 , ainsi que les principales connaissances acquises à travers les observations multi-longueurs d'onde. J'y montre les similitudes de ce système avec les sources étudiées dans la partie précédente, ressemblances qui m'ont conduit à étudier en détail son éruption de l'année 2000.

9.1 Historique

De découverte plus récente que GRO J1655–40 ou GRS 1915+105 , XTE J1550–564 fut détectée pour la première fois le 7 Septembre 1998 (Smith 1998) par le ASM de RXTE. La contrepartie optique est identifiée le 8 (Orosz *et al.* 1998) à la position $\alpha = 15\text{h } 50\text{m} 58.78\text{s}$, $\delta = -56^\circ 28' 35.0'' (\pm 2''$ selon les deux axes) (figure 9.1). Elle est simultanément détectée par BATSE (Finger & Wilson, 1998) jusqu' au-delà de 200 keV, alors qu'une contrepartie est détectée dans le domaine radio (Campbell-Wilson *et al.* 1998) à la position $\alpha = 15\text{h } 50\text{m } 59.1\text{s}$, $\delta = -56^\circ 28' 39.'' (\pm 5''$ selon les deux axes).

¹exception faite des classes χ , sur lesquelles, notamment, se portera ma recherche future; j'aimerais notamment caractériser les QPO (mesure de leur paramètres), et chercher des liens avec le flux radio, et la luminosité X, en analysant des observations archivées, publiées ou non, mais aussi en incluant des données d'INTEGRAL qui permettront un accès très précis à la queue de haute énergie.

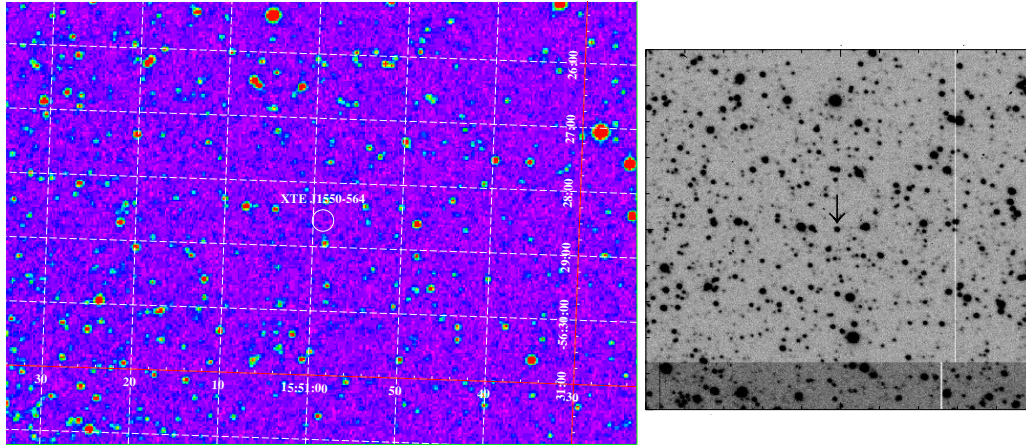


Figure 9.1: Champ de vue de l’environnement de XTE J1550–564 dans le visible. Gauche Image $5' \times 5'$, le cercle ($10''$ de diamètre) indique la position de la source. Droite image en bande V $4' \times 4'$ de la même région (Orosz et al. 1998), montrant, fléchée, la contrepartie optique de la source.

La source passe, en quelques jours à peine, de l’état de quiescence, à l’état dur, puis directement à un état très intense, se manifestant notamment par la flambée la plus brillante détectée alors par RXTE. Sa luminosité mesurée entre 2 et 20 keV, lors du pic du 19 Septembre 1998, est de $2.50 \times 10^{-7} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (Sobczak *et al.* 1999a), soit à la distance d’environ 5.5 kpc (Orosz *et al.* 2001) une luminosité (isotrope) de $1.6 \times 10^{39} \text{ erg/s}$, l’équivalent de $2.5 \times 10^{32} W$ (environ $10^6 L_{\odot}$).

La source est restée brillante pendant plus de 200 jours en état de sursaut avant de retourner dans l’état éteint.

Sa seconde éruption (Avril 2000, Smith *et al.* 2000), suivie, près de 11 mois plus tard, par une troisième (Mars 2001 Tomsick *et al.* 2001), et, plus récemment, une quatrième en Janvier 2002 (Swank *et al.* 2002), en font une source transitoire possédant l’une des périodes de récurrence les plus courtes observées.

Il est à noter que ces derniers sursauts sont de luminosités plus faibles en comparaison du premier (bien que pendant le sursaut de 2000, dont je présente les analyses spectrales et temporelles dans la suite, XTE J1550–564 a atteint une luminosité équivalente à 1 Crab entre 2 et 12 keV, et son flux entre 2 et 150 keV a atteint 10% de la luminosité d’Eddington d’un trou noir de $10 M_{\odot}$).

9.2 Comportement Spectral de XTE J1550–564 lors de l’éruption de 1998–1999

La courbe de lumière de l’éruption de 1998-1999 se caractérise par une forme en double pic; les comportements lors de ces deux phases sont assez différents (figure 9.2), et la source y transite par tous les états spectraux (Sobczak *et al.* 1999a). Le premier pic se traduit notamment par une phase de montée très rapide, où le flux lumineux passe de moins de 30 mCrab (seuil ASM) à 6.8 Crab en moins de deux semaines.

Ensuite le flux de la source redescend, la luminosité reste à peu près constante pendant une trentaine de jours, puis une effectue une descente rapide (~ 10 jours) vers un état bas.

La luminosité de la source va rester constante pendant quelques jours, avant d’augmenter de

nouveau pour un deuxième sursaut détecté d’abord dans le domaine des X durs avec BATSE (Harmon *et al.* 1999) le 21 Janvier 1999. Aucun pic de luminosité aussi intense que lors du premier sursaut ne sera vu ici : la courbe de lumière a une forme en plateau dont la durée, en revanche, excède celle de la première phase.

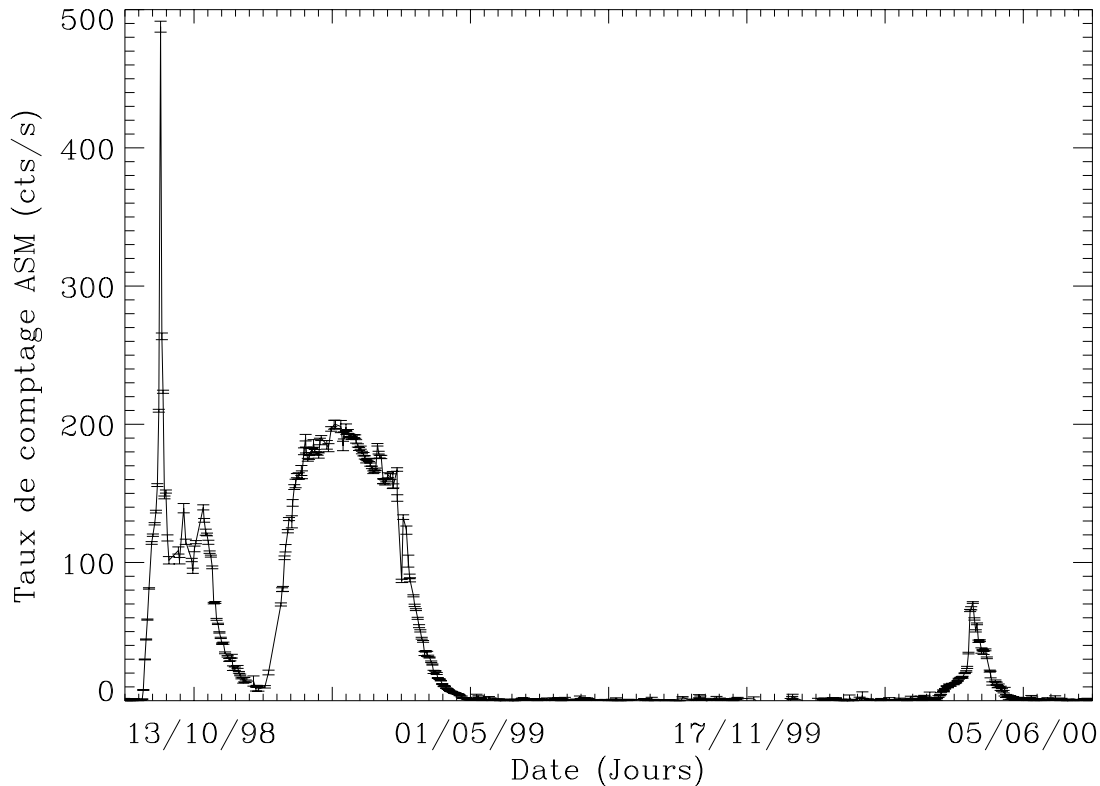


Figure 9.2: Courbes de lumière ASM de XTE J1550–564 prise entre Septembre 1998 et Juillet 2000. On y voit en particulier la forme double piquée du premier sursaut, ainsi que la (relative) faiblesse de l’éruption de 2000 en comparaison.

Sobczak *et al.* (1999a) rapportent l’analyse spectrale du premier sursaut de la source en insistant notamment sur l’extrême brillance lors du pic du 19 Septembre, ainsi que les rapides transitions d’états successives. En utilisant l’argument de luminosité, ils proposent une masse d’au moins $9.6 M_{\odot}$.

La luminosité d’Eddington d’un astre de Masse M , en supposant que son émission est isotrope, s’écrit :

$$L_{Edd} = 1.3 \times 10^{38} \frac{M}{M_{\odot}} \text{ erg.s}^{-1}$$

En considérant que la luminosité au maximum est de l’ordre de la luminosité d’Eddington, on peut alors estimer une limite inférieure pour la masse de l’objet compact à $M = 9.6 M_{\odot}$, en situant l’objet à 6 kpc. En ajoutant à ce résultat l’extrême variabilité de la source (Cui *et al.* 1999), et la manifestation d’états spectraux typiques à ce type d’objets comme les états montrant des spectres durs (état dur, mais aussi intermédiaire et très intense), ils en concluent à la présence

d’un trou noir.

Il est intéressant de noter que Sobczak *et al.* (1999a), les premiers mettent en cause la validité du modèle de disque dit disque multicolore, en soulevant des incohérences dans la valeur de certains des rayons de couleur ressortant de leurs ajustements spectraux, en particulier lors de phases où la brillance de la source est importante dans la bande 2-20 keV.

9.3 Variations rapides et QPO de hautes fréquences

Très tôt dans l’histoire de son éruption la source montre un comportement temporel très riche, puisque dans la circulaire IAU 7008 (celle-la même qui en rapporte la découverte) Marshall *et al.* (1998) mentionnent, à partir d’observations de BATSE, un fort taux de variabilité, ce comportement suggérant la présence d’un trou noir.

Les observations PCA (Cui *et al.* 1999) de la toute première phase de montée de l’éruption, montrent une très forte variabilité dite “apériodique”, suggérant de même la présence d’un trou noir plutôt que celle d’une étoile à neutrons. La forme des spectres de puissance montre en effet le domaine de bande limité (BLN) plat, puis décroissant en loi de puissance au delà d’une fréquence de coupure.

Des QPO sont observés dès le tout début de l’éruption (Finger & Wilson, 1998). McClintock *et al.* (1998) mentionnent l’observation d’un QPO à 183.6 Hz de puissance 0.45%. La source est alors le troisième candidat trou noir à manifester des oscillations de flux à une fréquence aussi élevée (les deux autres étant GRS 1915+105 et GRO J1655-40). Homan *et al.* (1999) rapportent l’observation d’un QPO de fréquence 284.2 Hz lors de la deuxième période de sursaut, d’une puissance de 3.9%.

9.4 Corrélations spectro-temporelles

Une étude extensive des propriétés spectrales et temporelles, faites à partir de l’ensemble des observations RXTE couvrant les deux phases éruptives de 1998 et 1999 est présentée par Sobczak *et al.* (2000). Les auteurs y comparent les comportements de XTE J1550–564 à ceux de GRO J1655–40, aussi un microquasar transitoire. Un des résultats de cette étude, le sens inversé de la corrélation fréquence du QPO vs. taille du rayon interne du disque d’accrétion, est à l’origine du travail présenté au Chapitre 6, qui semble pouvoir s’interpréter comme une possible manifestation de l’AEI. Il paraîtrait tout naturel d’inclure les points de mesure de XTE J1550–564 à notre étude de l’évolution de la fréquence des QPO en fonction de la taille du rayon interne du disque d’accrétion. Cependant, l’état d’intense luminosité de XTE J1550–564, au moment des deux phases éruptives, est source de résultats aberrants lors de la détermination de la taille du rayon interne du disque d’accrétion (Merloni *et al.* 1999; Sobczak *et al.* 1999a). Si l’on utilise le critère de validité (cependant restrictif), évoqué précédemment au cours de cette thèse (chapitre 6), pour retenir les points de mesure valides (*du rayon interne du disque*), très peu subsistent. Peu d’observations, alors utilisables, présentent de plus un QPO de basse fréquence.

9.5 Un paramètre additionnel au taux d’accrétion ?

Homan *et al.* (2001) ont analysé le comportement temporel de la source pendant la seconde période de l’éruption. Ils montrent que cette seconde phase éruptive se manifeste par des comportements très différents dans des bandes d’énergies différentes.

Il est en général possible d'interpréter l'évolution spectrale d'une source uniquement en terme de taux d'accrétion \dot{M} , puisque le modèle couramment admis suppose la présence d'un disque dissipant son énergie gravitationnelle par la viscosité.

Cette interprétation n'est pas suffisante dans le cas de XTE J1550–564. Si l'on regarde le comportement de la source dans différentes bandes spectrales, on s'aperçoit que les transitions état bas \leftrightarrow état haut peuvent s'effectuer à diverses luminosités. Les auteurs en déduisent qu'il est nécessaire d'introduire un paramètre additionnel au taux d'accrétion dans notre représentation habituelle des binaires X. Ils suggèrent, en remarquant que l'autre paramètre a un impact sur l'état spectral de la source, que ce pourrait être la taille de la région de Comptonisation.

9.6 Paramètres généraux de XTE J1550–564

<i>Coordonnées équatoriales (équinoxe 2000)</i>	$\alpha = 15h 50min 58.78s$
	$\delta = -56^\circ 28' 35.0''$
<i>Coordonnées Galactique (équinoxe 2000)</i>	$l^{II} = 325.9^\circ$
	$b^{II} = -1.8^\circ$
<i>Distance</i>	$3.2 \text{ kpc} \leq D_{J1550} \leq 10.8 \text{ kpc}$
(Avec une distance plus probable de 5.3 – 5.9 kpc)	
<i>Vitesse des jets (observée)</i>	$2c$
<i>Inclinaison du système</i>	$70.8^\circ \leq i_{J1550} \leq 75.4^\circ$
<i>Masse de l'objet compact</i>	$10.56 \pm 1M_\odot$

Tableau 9.1: Paramètres généraux de XTE J1550–564

Chapitre 10

Description du sursaut de XTE J1550-564 en Avril 2000

10.1 Description générale de l'éruption	107
10.2 La Campagne d'observations	109
10.3 Conclusion	109

10.1 Description générale de l'éruption

Après une période de calme de quelques mois, XTE J1550–564 est de nouveau active au début du mois d'avril 2000, à partir du 6 plus exactement (Smith *et al.* 2000). Débute alors un sursaut bien moins long et intense que le précédent, atteignant tout de même une luminosité de 1 Crab ($2.7 \times 10^{-8} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$) entre 1.2 et 12 keV (figure 10.1), le 29 Avril 2000 (MJD 51663).

L'étude du rapport de duresse entre les bandes d'énergies 5 – 12 et 1.2 – 5 keV (figure 10.2), montre que la source est passée par au moins deux états spectraux différents, avant de retourner en quiescence. De manière complémentaire, si l'on analyse les courbes de lumière ASM (figure 10.1), on déduit immédiatement que l'état initial de la source est un état dur : c'est en effet la luminosité de la bande 5–12 keV qui domine les émissions.

La transition spectrale se manifeste par une inversion du rapport de duresse entre les bandes extrêmes, indiquant une transition vers un état plus mou. Le deuxième taux de duresse (figure 10.2) présente cependant une variation moins marquée à la transition. Ce qui indique que, bien que plus mou, le spectre en énergie présente une contribution des bandes intermédiaires et dures non négligeables. Il est cependant nécessaire ici d'étudier les spectres en énergie de la source pour déterminer son état spectral.

La transition finale est bien moins marquée, cependant, à partir des courbes de lumières, il est possible de voir que les contributions des différentes bandes d'énergies ne présentent pas le même comportement que lors de la phase d'accroissement; la forme de la décroissance peut, en première approximation, être représentée par une exponentielle décroissante de constante de temps $\sim 6 \sim 6.5$ jours. Enfin, bien que bruitées, les taux de duresse semblent bien indiquer un retour dans un état dur.

Entre 1.2 et 12 keV l'éruption semble débiter dans le domaine des rayons X d'énergies supérieures à 5 keV, lors d'une phase d'état dur, durant environ $\sim 20 - 25$ jours. Ensuite, l'éruption se caractérise par un sursaut notamment dans les rayons X mous. Durant environ une

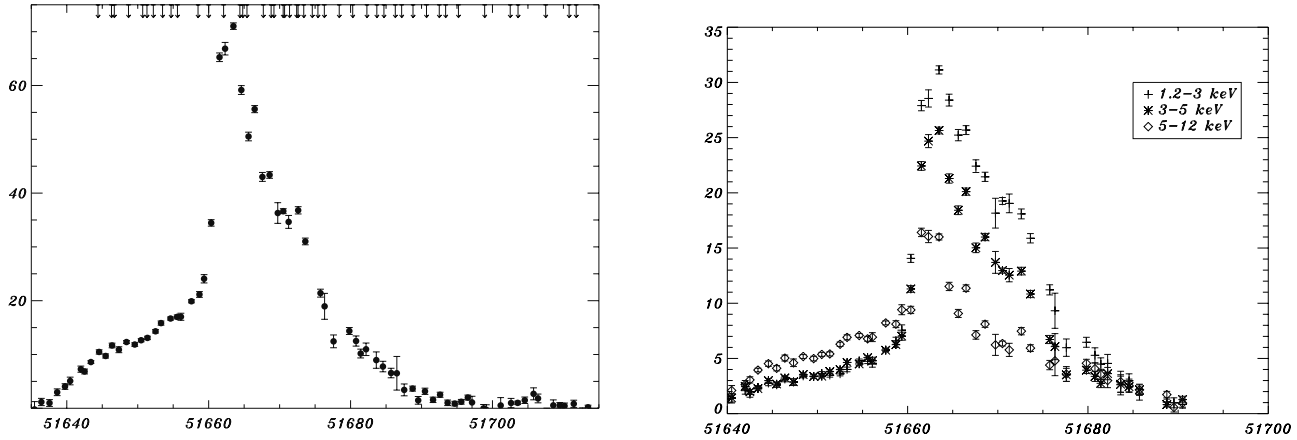


Figure 10.1: Courbes de lumière ASM du sursaut de XTE J1550-564 en 2000. L'axe des abscisses est en jours Juliens Modifiés (le jour Julien 51660 correspond au 26 Avril 2000); l'axe des ordonnées est le taux de comptage ASM.

Gauche : Taux de comptage dans la bande d'énergie 1.2-12 keV couvrant l'ensemble de la période où la source est détectée par le ASM. Les flèches indiquent les dates des observations PCA+HEXTE présentées dans la suite.

Droite : Courbes de lumières extraite dans les 3 bandes spectrales ASM 1.2-3 keV (Croix), 3-5 keV (Etoiles), 5-12 keV (Losanges).

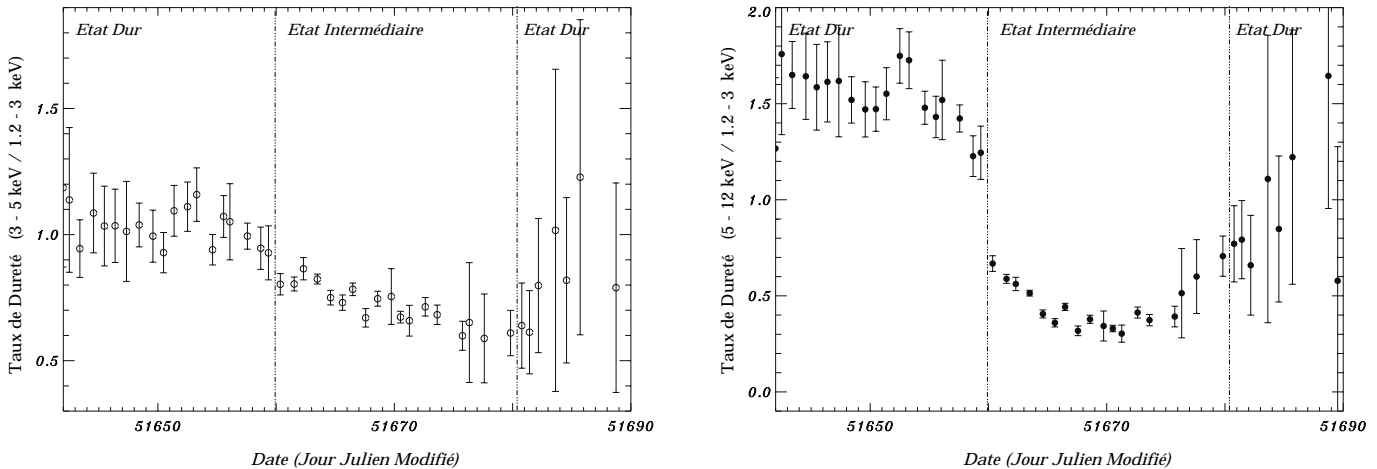


Figure 10.2: Evolution des taux de dureté de la source lors du sursaut. L'axe des abscisses représente le temps (jours Juliens modifiés); l'axe des ordonnées représente les rapports de taux de comptage des bandes d'énergie 3-5 et 1.2-3 keV (gauche), et 5-12 et 1.2-3 keV (droite).

vingtaine de jours, l'état de la source est un état présentant une forte contribution des X-mous. Après cette période la source retourne dans un état dur.

10.2 La Campagne d'observations

La source a été continuellement observée tout au long du sursaut par RXTE, c'est-à-dire depuis le 10 Avril 2000 (MJD 51644) jusqu'au 16 Juillet, date à laquelle elle passe sous le seuil de détection du PCA.

Malheureusement, vu sa situation dans le plan du ciel (XTE J1550–564 se trouve dans le plan Galactique), lorsque le flux de la source devient de l'ordre du fond diffus X provenant du plan Galactique (de l'ordre de 10^{-11} erg s⁻¹ cm⁻²), la correction du bruit de fond du ciel devient difficile avec un instrument non imageur. De plus, à l'époque du sursaut, une composante additionnelle vient perturber les observations. Durant cette période, en effet, le pulsar transitoire XTE J1543 – 568 est en éruption à moins de 1° de XTE J1550–564. Étant donnée la courbe de réponse du PCA en fonction de l'angle sous lequel la source en éruption est vue, on en déduit une contribution au niveau de nos observations de 10^{-11} erg.cm⁻².s⁻¹ (Tomsick, Corbel & Kaaret, 2001).

Le couplage de ces deux effets, principalement les fluctuations introduites par l'évolution de XTE J1543 – 568, m'ont poussé à restreindre l'intervalle d'étude à la période pendant laquelle XTE J1550–564 domine les émissions, *i.e.* entre le 10 Avril et le 3 Juin (Jours Juliens Modifiés 51644–51698). Les propriétés des observations sont résumées dans le tableau 10.1.

L'observation des sources dans des états de luminosités très faibles, se fait préférentiellement avec des instruments sensibles (et imageurs) tels que CHANDRA et XMM. Tomsick *et al.* (2001) rapportent deux observations CHANDRA lors du mois d'août 2000.

10.3 Conclusion

La période d'éruption d'avril à Juin 2000 est à première vue assez intéressante pour mon étude. Vue les transitions *a priori* effectuées, on peut d'une part y espérer trouver des QPO, et d'autre part tenter d'y suivre l'évolution de l'accrétion par disque, et/ou tout autre milieu matériel présent à proximité du trou noir.

La similarité de ce microquasar –éjections discrètes et superluminiques (Hannikainen *et al.* 2001), jet compact dans l'état bas (Corbel *et al.* 2001), des éruptions intenses en rayons X– avec GRS 1915+105 et GRO J1655–40 suggère de plus des mécanismes physiques similaires. Il apparaît alors comme de première importance de se tourner vers cette source. La première raison de l'analyse et donc l'espoir de pouvoir étudier l'évolution de la fréquence des QPO de basse fréquence avec l'évolution du disque d'accrétion dans cet objet.

L'intérêt ici aussi de pouvoir suivre l'évolution spectrale d'une source à travers ses transitions, ouvre aussi un accès à l'interaction entre la composante thermique et la couronne Compton, ou ADAF, ou jet compact ou tout autre milieu dont l'émission est responsable de la queue de haute énergie. Quel peut être ce paramètre additionnel qui semble nécessaire pour expliquer l'évolution spectrale de XTE J1550–564 ?

Programme	Numéro	Label de l'observation	Date (MJD)	Date (an. 2000)	Nombre de Pcu disponibles
P50137	1	02-01-00	51644	10 Avril	5
	2	02-02-00	51646	12 Avril	3
	3	02-02-01	51646	12 Avril	4
	4	02-03-00	51648	14 Avril	4
	5	02-04-00	51650	16 Avril	4
	6	02-04-01	51651	17 Avril	4
	7	02-05-00	51652	18 Avril	3
	8	02-05-01	51653	19 Avril	3
	9	02-06-00	51654	20 Avril	4
	10	02-07-00	51655	21 Avril	5
P50134	11	02-01-00	51658	24 Avril	5
	12	02-01-01	51660	26 Avril	3
	13	02-02-00	51662	28 Avril	5
	14	02-02-01	51664	30 Avril	5
	15	02-03-00	51664	30 Avril	5
	16	02-03-01	51665	1 Mai	4
	17	02-04-00	51667	3 Mai	4
	18	02-04-01	51668	4 Mai	4
	19	02-05-00	51669	5 Mai	5
	20	02-06-00	51670	6 Mai	5
	21	02-07-00	51670	6 Mai	4
	22	02-07-01	51671	7 Mai	5
	23	02-08-00	51672	8 Mai	5
	24	02-08-01	51672	8 Mai	5
P50134	25	01-01-00	51673	9 Mai	4
	26	01-02-00	51674	10 Mai	5
	27	01-03-00	51675	11 Mai	5
	28	01-04-00	51676	12 Mai	4
	29	01-05-00	51678	14 Mai	4
		<i>Fuite de Xénon du PCU0</i>			
		<i>Début de l'époque 5</i>			
P50135	30	01-01-00	51680	16 Mai	4
	31	01-02-00	51682	18 Mai	4
	32	01-03-00	51683	19 Mai	4
	33	01-04-00	51684	20 Mai	5
	34	01-05-00	51686	22 Mai	5
	35	01-06-00	51687	23 Mai	3
	36	01-07-00	51688	24 Mai	3
	37	01-08-00	51690	26 Mai	3
	38	01-08-01	51690	26 Mai	4
	39	01-09-00	51692	28 Mai	3
	40	01-10-00	51693	29 Mai	2
	41	01-11-00	51695	31 Mai	3
	42	01-12-00	51696	1 Juin	4
	43	01-13-00	51698	3 Juin	2

Tableau 10.1: Liste des observations RXTE réduites et analysées dans la présente étude.

Chapitre 11

Analyse PCA+HEXTE de l'éruption d'avril 2000 de XTE J1550–564

11.1 Spectres en énergie et résumé de l'analyse spectrale	111
11.2 Approche qualitative	112
11.3 Considérations énergétiques	120
11.4 Article de recherche soumis à ApJ : “Évolution spectrale de XTE J1550- 564 durant l'éruption de 2000”	121
11.5 Conclusion : un disque et une couronne découplés à proximité du trou noir ?	134

11.1 Spectres en énergie et résumé de l'analyse spectrale

L'étude spectrale et temporelle de la phase la plus brillante de l'éruption faite à partir des observations de RXTE, est présentée dans l'article que j'ai écrit en collaboration avec S. Corbel de Paris 7 et Saclay, E. Kalemci et J. Tomsick de l'université de San Diego (Californie) aux Etats-Unis, et qui est inclus plus loin. Nous y résumons, dans une première partie, les techniques de réduction des données et le choix des détecteurs utilisés, avant d'analyser plus finement l'évolution de la source.

En résumé, les modèles de rayonnement utilisés pour l'ajustement des données consistent en une loi de puissance, certaines observations montrant une coupure à haute énergie, à laquelle se superpose, après la première transition d'état (MJD 51660) une composante thermique que je modélise à l'aide d'un spectre de disque multicolore¹. La “courbe de lumière” des paramètres spectraux (reproduite en figure 11.1, avec la courbe de lumière ASM), qui en représente l'évolution quasi quotidienne, permet d'identifier sans ambiguïté les états spectraux de la source.

Ainsi, l'éruption débute par un état dur (du 10 au 24 Avril, ou MJD 51644–51658) présentant le type de coupure du spectre généralement attribué à la signature Compton d'une population d'électrons de distribution de vitesse Maxwellienne. Les spectres correspondants à cette période sont représentés sur la figure 11.2.

A partir du 26 Avril (MJD 51660), jusqu'au 16 Mai (MJD 51680), la source se trouve dans un

¹Le choix des modèles spectraux utilisés résulte de tentatives d'ajustements de deux séquences observationnelles, avec différents modèles; le modèle global sélectionné est celui qui permet d'obtenir le meilleur indice de confiance statistique selon l'estimateur du χ^2 . Ainsi, si par exemple on remplace la loi de puissance par le modèle de Comptonisation plus élaboré de L. Titarchuk (1994), ou *COMPTT* en nomenclature XSPEC, le χ^2 réduit passe de ~ 1 à ≥ 1.4 .

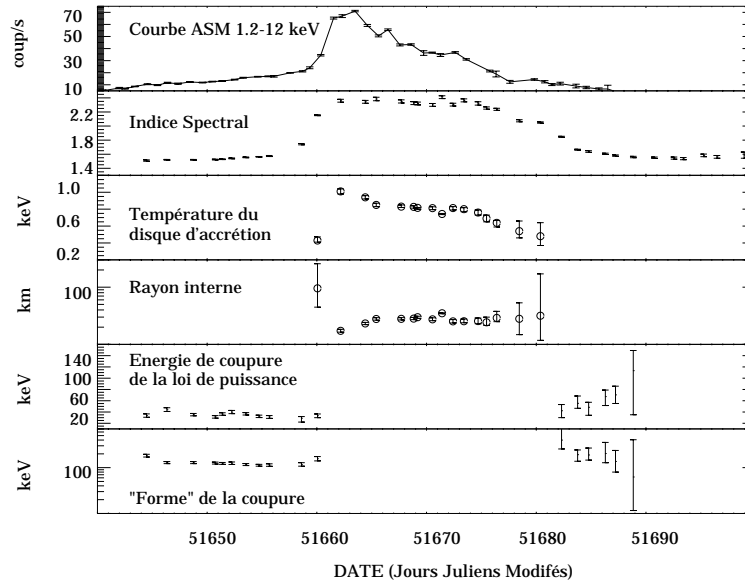


Figure 11.1: “Courbes de lumière” des paramètres spectraux. Pour situer l'époque de l'éruption, la courbe ASM est superposée. De haut en bas on distingue la courbe de lumière ASM, l'évolution de l'indice spectral, l'évolution de la température du disque lorsqu'il est détecté, son rayon interne, et lorsqu'elle est présente l'énergie et l'énergie de forme de la coupure du spectre.

état intermédiaire ou très haut. Des considérations énergétiques, ainsi que la comparaison avec les observations couvrant la précédente éruption (Sobczak *et al.* 1999a, Sobczak *et al.* 2000), tendraient à montrer un état intermédiaire. Les spectres sont représentés sur la figure 11.3. La source retourne ensuite dans un état dur présentant dans un premier temps la coupure, puis celle-ci devient indétectable dans la plage spectrale étudiée.

11.2 Approche qualitative

Les figures 11.2, 11.3 et 11.4 représentent la succession des spectres de XTE J1550-564 lors de l'états dur initial, lors de l'état intermédiaire lui succédant, et lors de l'état dur final. Sur chacun des spectres est superposé le modèle théorique correspondant le mieux, ainsi que, *dans le cas où il est détectable dans la plage spectrale de RXTE*, le modèle de disque multicolore. Ces processus émissifs sont modifiées par de l'absorption interstellaire à basse énergie (d'effet faible dans la plage énergétique située au-delà de 3 keV), et un seuil d'ionisation du fer, source du rayonnement de fluorescence à 6.5 keV de la bande K du Fer, souvent détectée dans les spectres de binaires X, et marginalement détectée dans notre cas. Le seuil d'absorption est, en revanche, nettement visible sur tout les spectres sous la forme du décrochement visible autour de 7 keV.

Les spectres correspondant à un même état sont représenté selon une même échelle de coordonnées. Si l'on suit chronologiquement leur évolution, il semble, d'après la figure 11.2, que la répartition spectrale d'énergie change tout d'abord peu dans sa forme, le pic de luminosité notamment reste à peu près constant, de même que la position du seuil d'absorption. L'évolution des spectres traduit alors simplement la lente augmentation initiale de la luminosité, par un doux glissement vers le haut.

Une première évolution de forme apparaît le 24 Avril puisque la pente s'y aplatit notablement. La chute du spectre à haute énergie résulte, d'une part de l'adoucissement de la pente de la loi

Figure 11.2 : Spectres de l'état dur initial

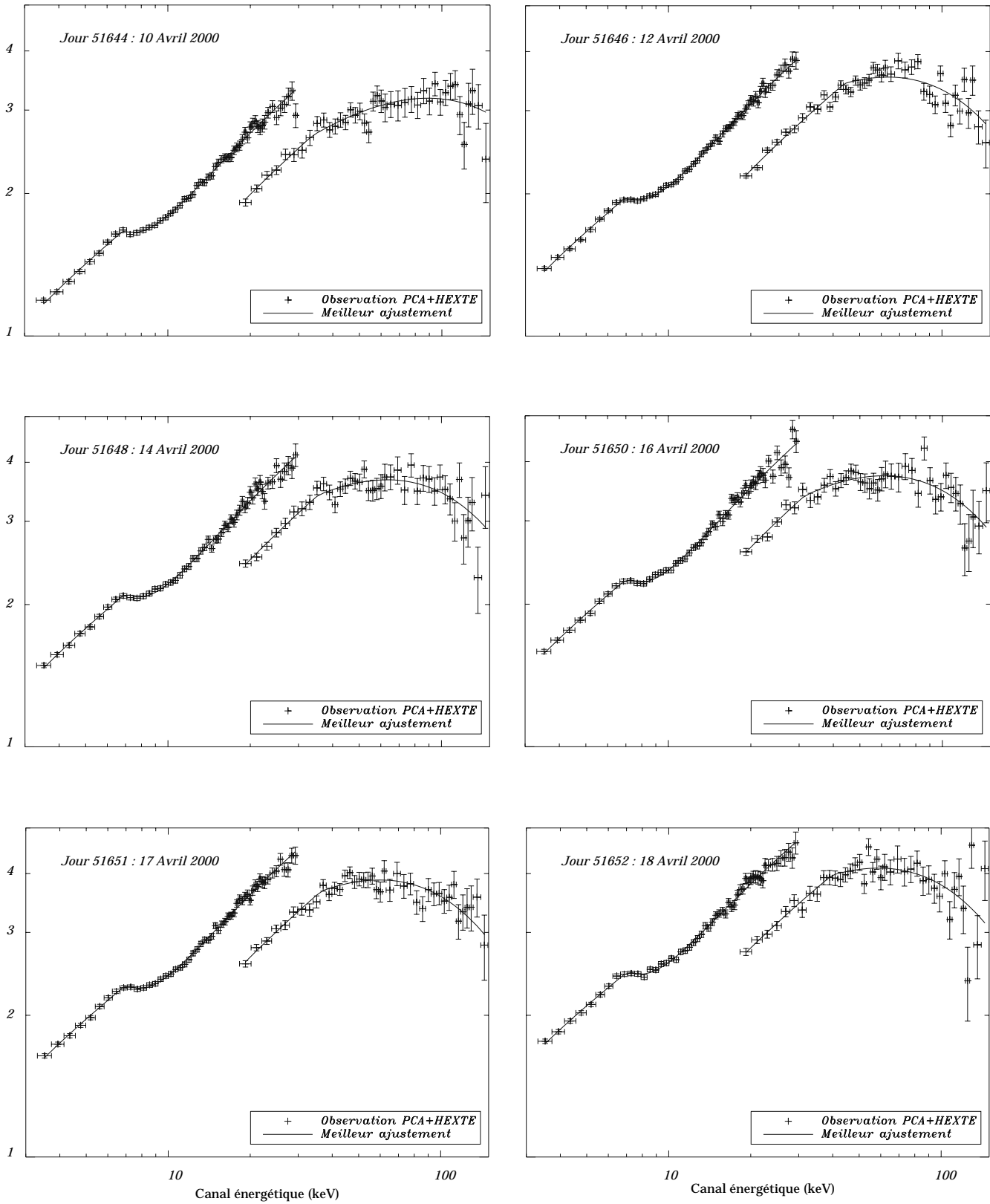


Figure 11.2 suite

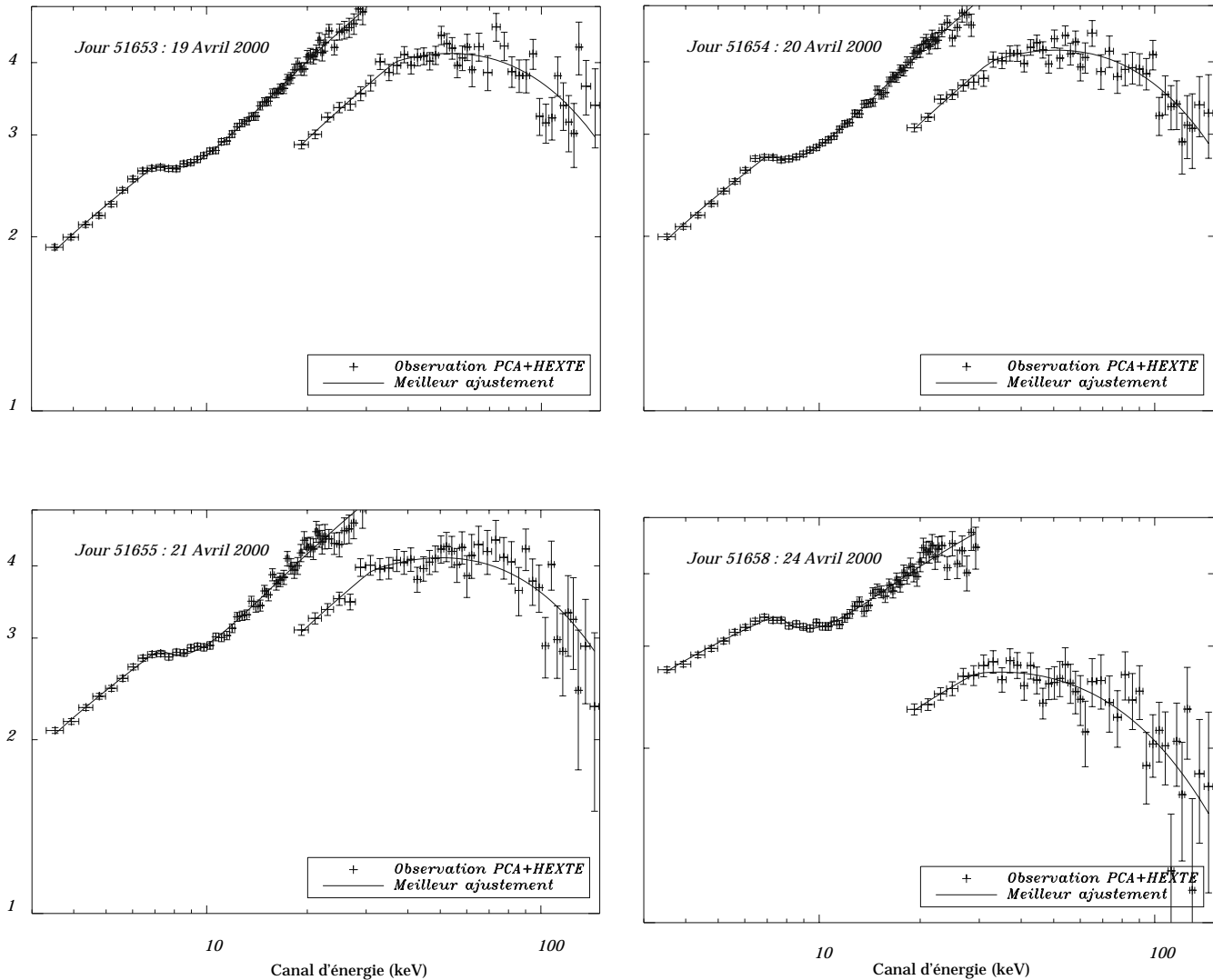


Figure 11.2: Spectres de l'état dur initial. Le modèle utilisé pour l'ajustement, ici une loi de puissance coupée absorbée par la matière interstellaire, présentant une composante additionnelle d'absorption au-delà de 7 keV, représentant le seuil de ionisation du fer, est superposé aux points observationnels sous la forme d'un trait continu.

Figure 11.3 : Spectres de l'état intermédiaire/très intense

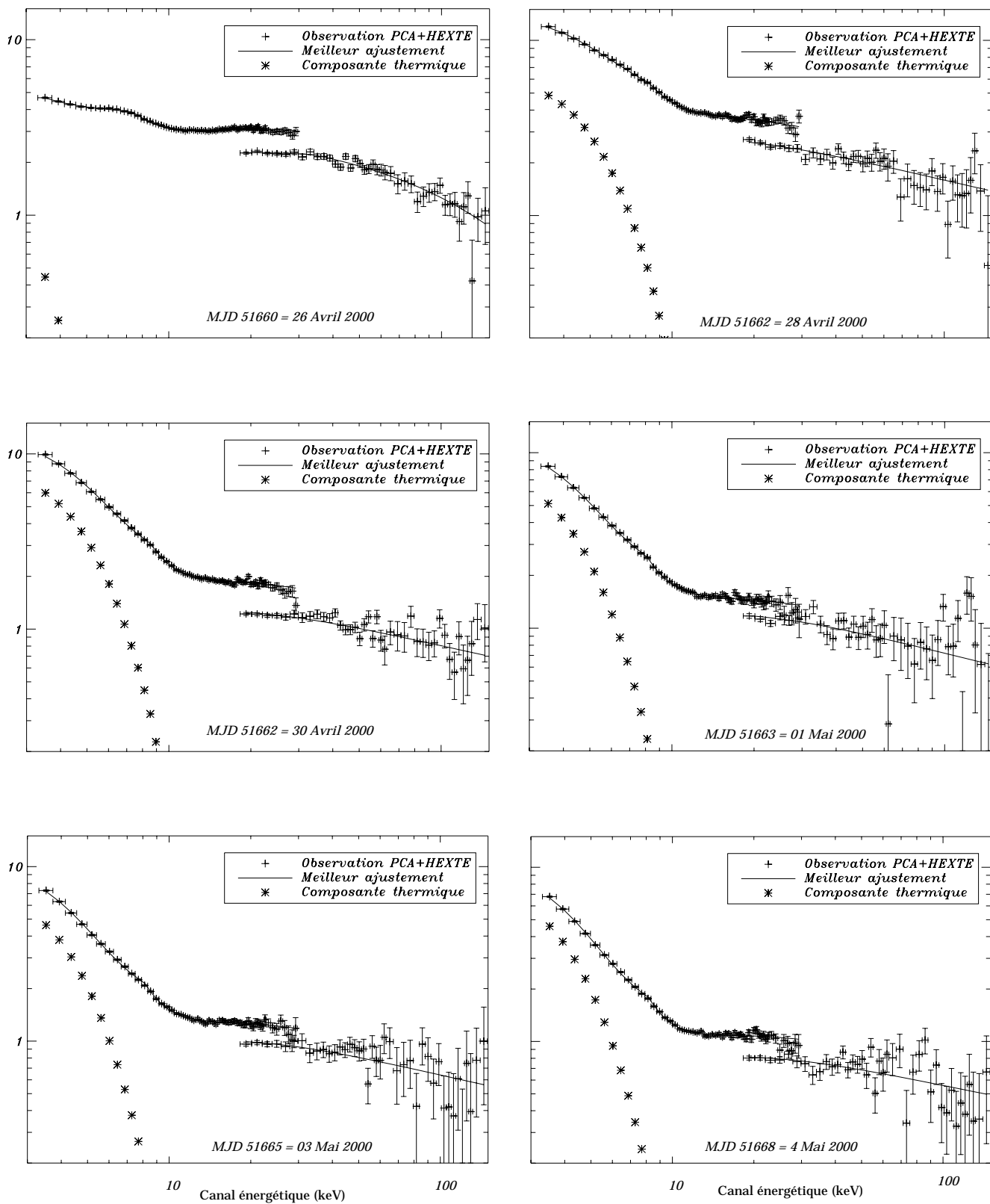


Figure 11.3 suite

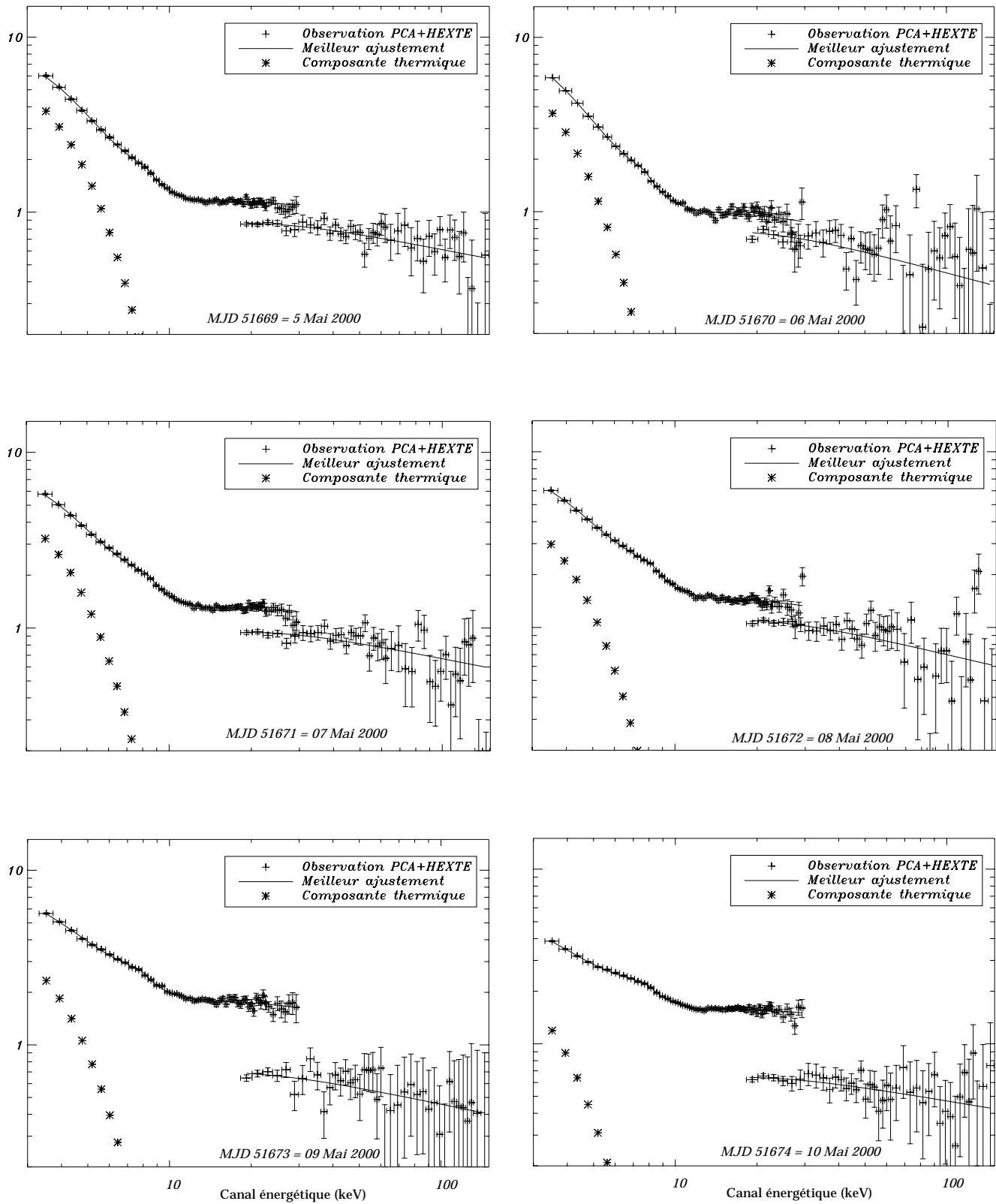


Figure 11.3 suite

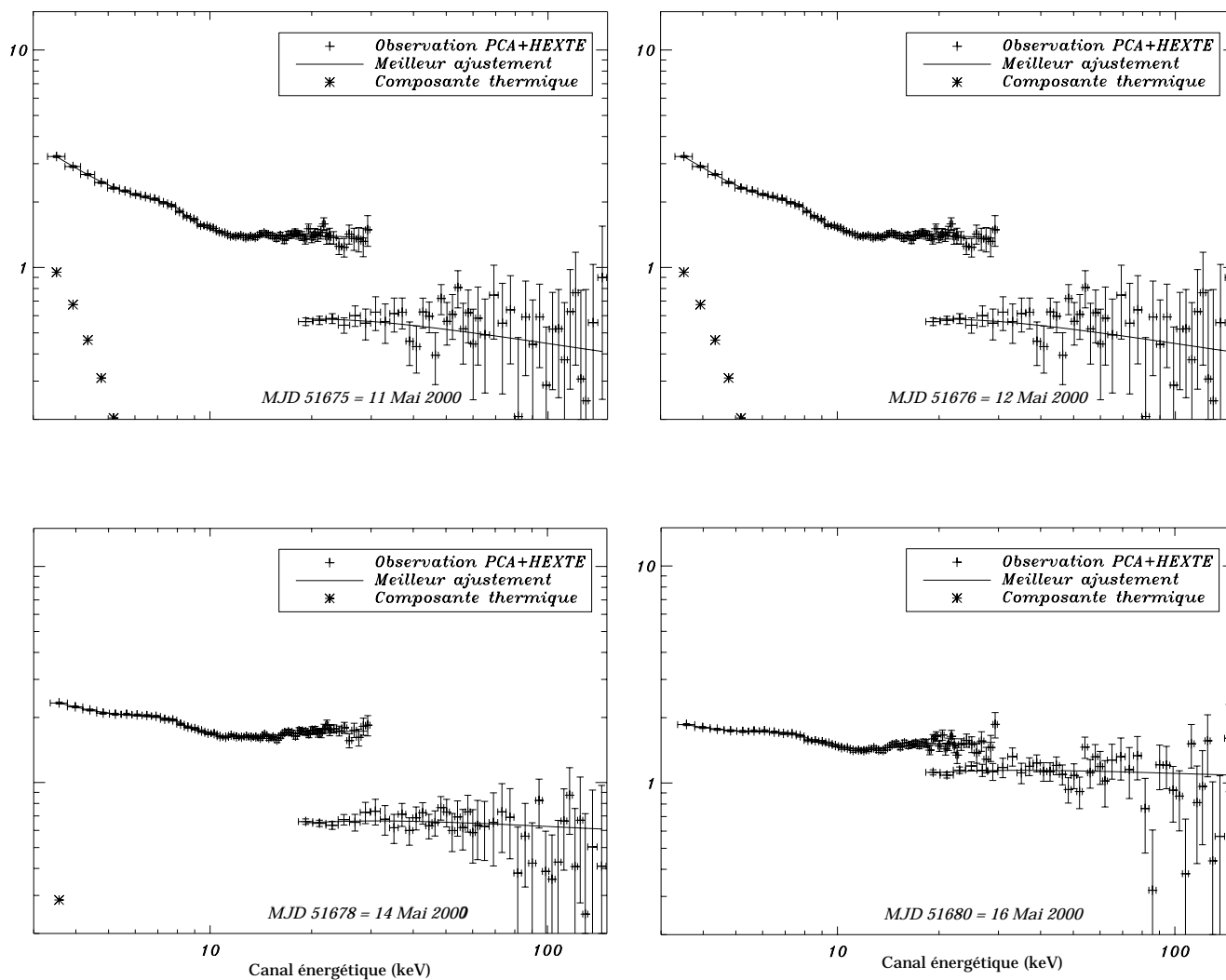


Figure 11.3: Spectres de l'état intermédiaire/très intense. Le modèle utilisé pour l'ajustement, ici une loi de puissance et un corps noir multicouleur subissant le même type d'absorption que précédemment, est superposé aux points observationnels sous la forme d'un trait continu; la composante thermique est, de plus, ajoutée seule sous la forme d'étoiles.

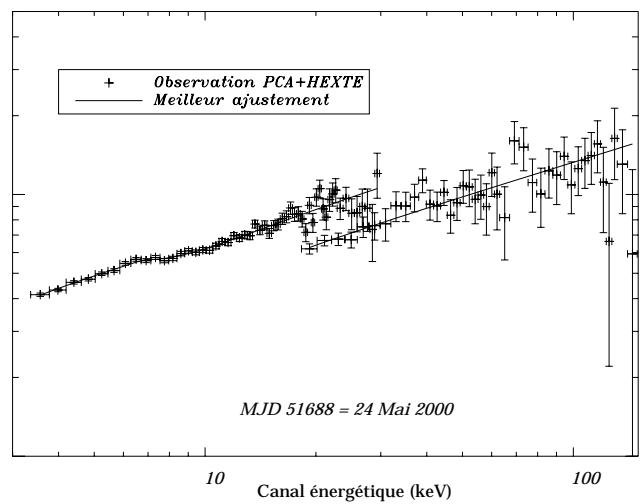
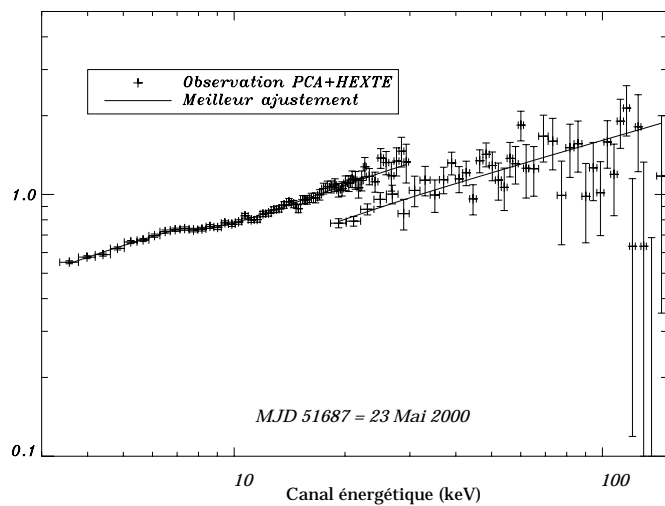
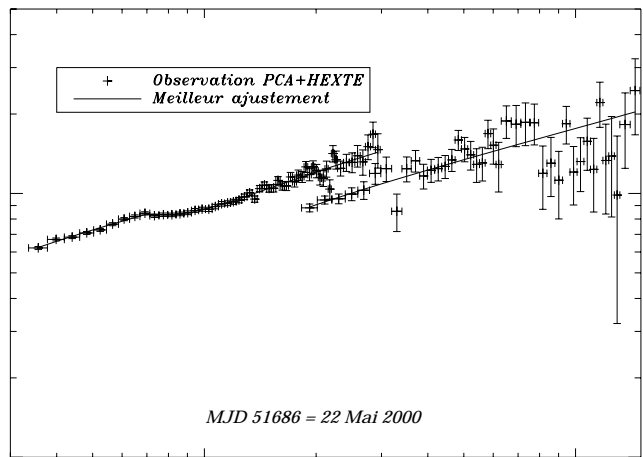
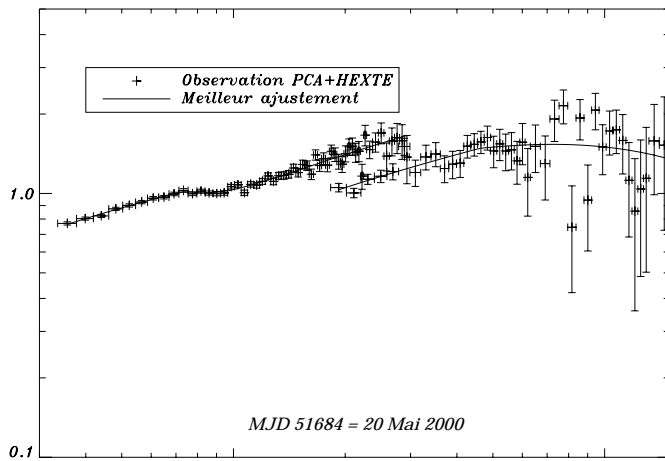
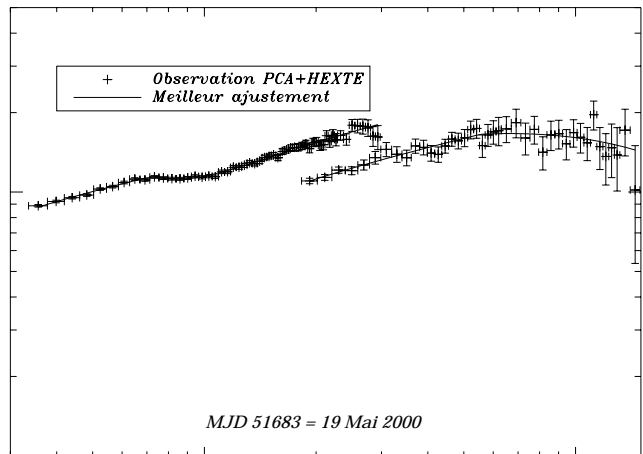
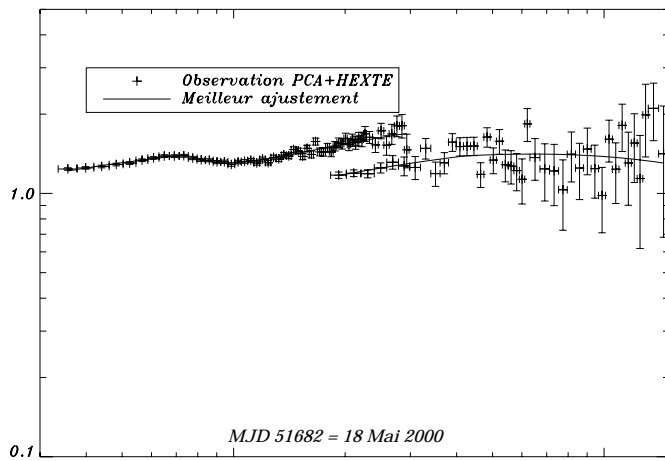


Figure 11.4 suite

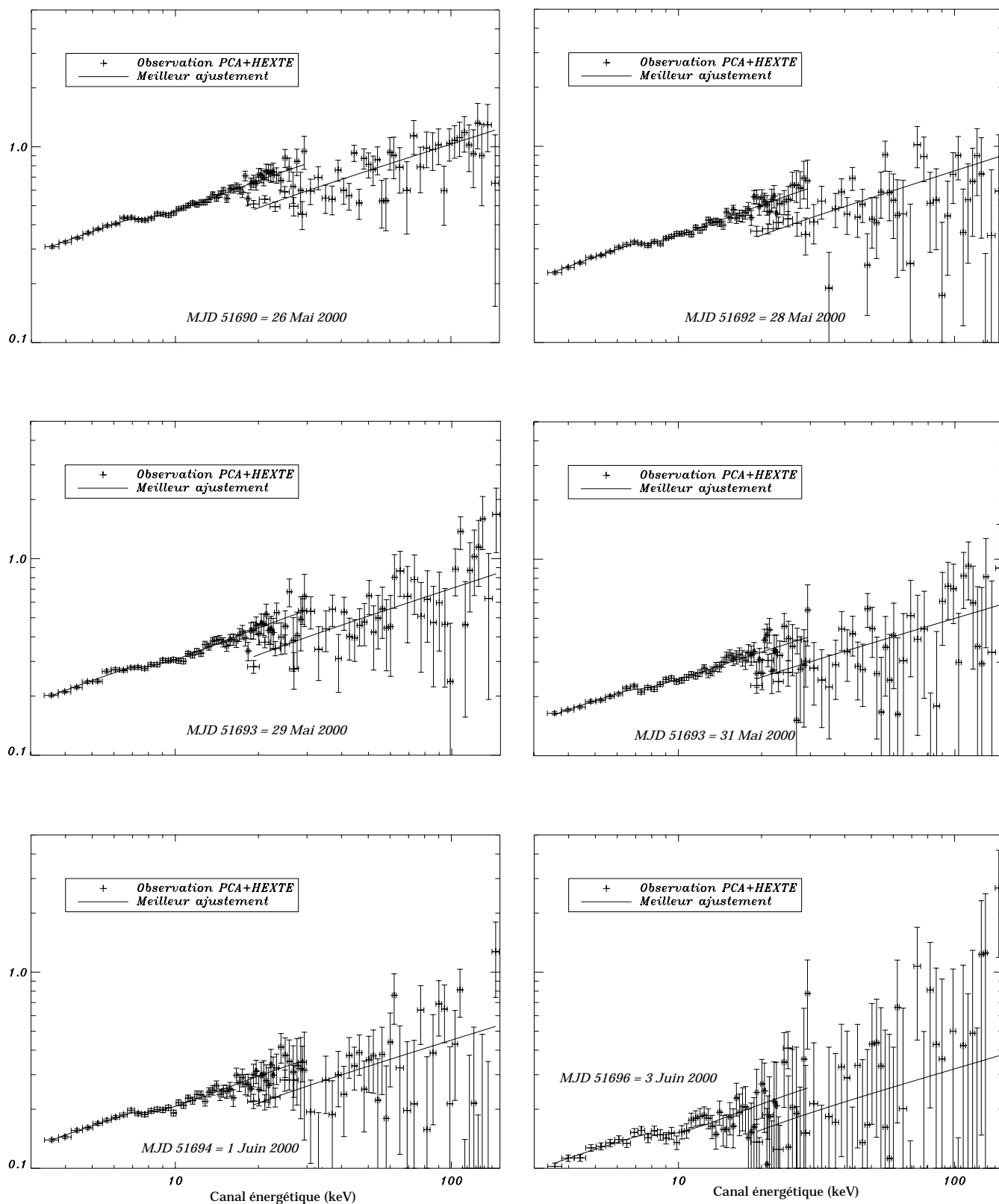


Figure 11.4: Spectres de l'état dur final. Le modèle utilisé pour l'ajustement, est superposé aux points observationnels sous la forme d'un trait continu; la composante thermique est indétectable dans cet état.

de puissance, et de la mauvaise inter-calibration des deux instruments.

Sur les spectres suivant (figure 11.3) la pente est totalement inversée. Le spectre a notamment subit le pivot autour de 10 keV typique de la transition entre états durs et états plus mous. La composante thermique est nette et son évolution évoque clairement un origine liée au disque expliquant le pic de luminosité des X-mou. Cette représentation permet de plus de suivre l'évolution relative des diverses composantes spectrales. Ainsi, il est clair qu'alors que la courbe de lumière globale ASM (10.1) indique une décroissance de la luminosité, la contribution de la composante thermique reste sensiblement de même importance sur plusieurs observations, notamment entre les 28 et 30 Avril, les deux dates encadrant le pic à 1 Crab du 29 Avril (chapitre 10). A partir du 08 Mai (MJD 51670) la composante thermique diminue de manière sensible, alors qu'un pivotement du spectre semble s'initier, et se confirme les jours suivants jusqu'à devenir plat le 16 Mai (MJD 51680).

Ensuite, les spectres sont de formes similaires à celles qu'ils avaient avant l'état intermédiaire, présentant dans un premier temps une coupure; celle-ci pourrait ensuite disparaître. Cependant dans le même temps la luminosité diminue de manière importante, les spectres deviennent bruités à haute énergie rendant les mesures imprécises. Il se pourrait que la coupure se déplace vers les plus hautes énergies.

11.3 Considérations énergétiques

Sur la figure 11.5 est représentée l'évolution du flux bolométrique dans la bande spectrale 2-150 keV. La forme traduit ici l'évolution simultanée des deux milieux émetteurs utilisés dans la

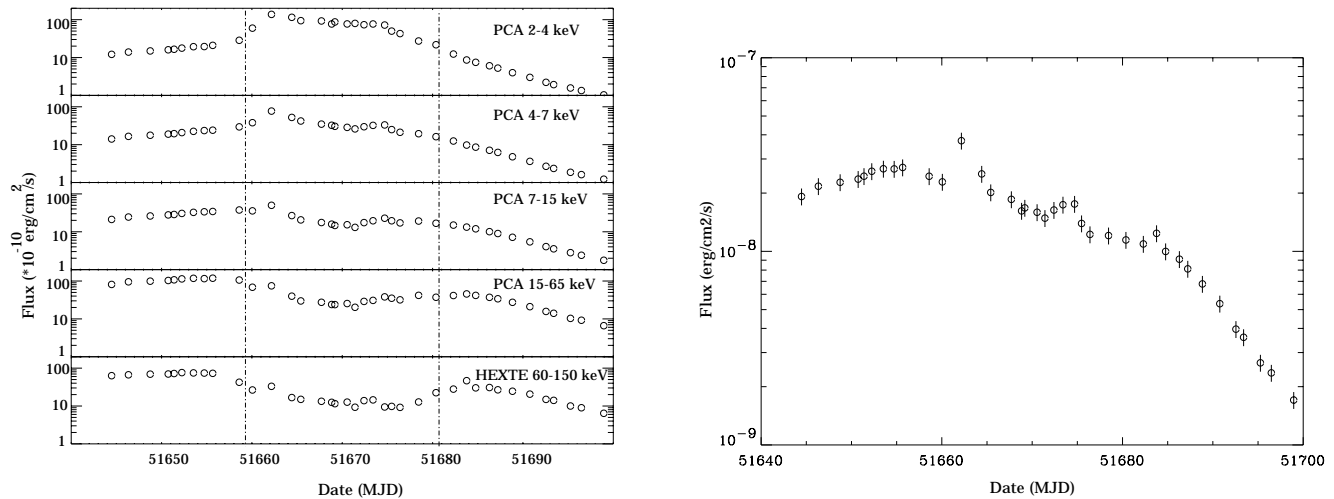


Figure 11.5: Gauche : Evolution du flux dans 5 bandes spectrales. Droite : Flux bolométrique dans la bande 2-150 keV.

modélisation des spectres. L'avantage de l'observation du flux est que sa mesure est indépendante du modèle spectral utilisé. On se rend compte en particulier que la première transition spectrale, très visible dans la courbe de lumière ASM (chapitre 10) et dans les courbes de lumière en X-mou (figure 11.5), le 26 Avril 2000 (MJD 51660) s'effectue à flux total constant. De plus, hormis le pic du 28 Avril (MJD 51662), le flux global lors de l'état de forte luminosité molle (1.2-12 keV), présentant l'excès thermique est sensiblement moins élevé que lors de l'état dur initial, ce qui semble contredire une relation avec le taux d'accrétion comme origine de la transition.

En revanche le retour à l’état calme correspond bien à une diminution globale de luminosité qui pourrait s’expliquer selon l’interprétation classique d’une baisse du taux d’accrétion. Cette tendance semble être de plus confirmée par l’analyse des courbes de lumière PCA et HEXTE de l’éruption dans différentes bandes, puisque l’on peut voir qu’après le jour 51682, la baisse de flux semble s’effectuer de manière similaire dans tous les intervalles d’énergie.

11.4 Article de recherche soumis à ApJ : “Évolution spectrale de XTE J1550-564 durant l’éruption de 2000

Résumé de l’article

Nous présentons la réduction l’analyse des spectres PCA+HEXTE couvrant la période la plus brillante de l’éruption (MJD 51644–51698), soit 43 observations. La représentation globale est compatible avec la présence de deux milieux émetteurs, un disque d’accrétion et un milieu responsable d’un effet Compton inverse, que nous assimilons à une couronne électronique bien que sa géométrie soit inconnue.

Il semble que le milieu responsable de la contribution X dure initie sa transition avant la composante thermique; ce comportement pourrait être semblable à ce qui est présenté dans Smith *et al.* (2002), dans le cas des binaires X de faibles masses, et qui favorise la présence de deux flots d’accrétion indépendants, bien que d’autre part l’influence du disque ne peut être exclue. Nos observations favorisent plus un changement relatif des deux milieux émetteurs.

Nos résultats semblent indiquer, de plus, que le disque s’approche, durant l’éruption, près de sa dernière orbite stable; les valeurs obtenues moyennant corrections (Shimura & Takahara 1995, Merloni *et al.* 1999) semblent confirmer que le trou noir au centre du système est en rotation. De plus, les valeurs de sa vitesse déduites des résultats ($0.46 \leq a \leq 0.76$, où a est le paramètre adimensionné représentant le taux de rotation de trou noir) s’accordent dans une large mesure avec les résultats déduits des observations et de l’analyse des QPO de hautes fréquences (où $a \leq 0.6$ selon Remillard *et al.* 2002).

Nous discutons l’évolution des contributions relatives de chacune des composantes spectrales; les résultats, représentés sur la figure 11.6, pourraient suggérer que contrairement à ce qui est supposé en général, c’est la couronne qui est éjectée et non pas les parties les plus internes du disque d’accrétion : en effet, la chute de luminosité suivant le pic semble traduire une baisse de flux de la loi de puissance, alors que la luminosité du disque reste constante (figure 11.6 droite).

TWO DIFFERENT TYPES OF STATE TRANSITIONS DURING THE 2000 OUTBURST OF THE MICROQUASAR XTE J1550-564

J. RODRIGUEZ¹, S. CORBEL², E. KALEMCI³ AND J.A. TOMSICK³*submitted*

ABSTRACT

This is the second of two papers where we report on RXTE observations of the microquasar XTE J1550-564 during a ~ 70 day outburst in April-June 2000. For the 43 RXTE initial observations, we present here the 3-150 keV energy spectra of the source, and study their evolution over the outburst. The spectra indicate that the source has transited from an initial Low State (LS), towards an Intermediate State (IS) characterized by a ~ 1 Crab flare in the 1.2-12 keV band, and then back to the LS. In both LS, the spectra are characterized by the presence of a strong power-law tail with a high energy cut-off, usually attributed to a Compton reprocessing of soft photons. During the IS the spectra show the presence of a hot (~ 0.8 keV) thermal component which we attribute to an optically thick accretion disk. Our analysis suggests that the the disk may be close to its last stable orbit. Based on the color radius value, and assuming reasonable corrections, we estimate that XTE J1550-564 may be a Kerr black hole with a spin parameter comprised between 0.02 and 0.57, in good agreement with the independent determination of Remillard et al. based on the study of high frequency QPO. We compare the two spectral transitions and show that during the rise to outburst the transition occurs at a constant 2-150 keV flux, which probably indicates a change in the relative importance of the emitting media, whereas the second transition is more usual, and suggests a slow decrease of the accretion rate. We discuss the apparently independent evolution of the two media and suggest that it is the Compton medium which is ejected and further detected as a discrete radio ejection.

Subject headings: accretion – black hole physics – stars: individual (XTE J1550-564)

1. INTRODUCTION

Soft X-ray transients (SXT) are accretion powered binary systems, hosting a compact object (either a neutron star or a black hole), which spend most of their life in quiescence, and are detected in the X-rays as they undergo episodes of outburst. Their X-ray spectra can usually be divided into two parts, representing different physical processes acting in the close vicinity of the accreting object. The soft X-rays are usually assumed to be the spectral signature of an optically thick geometrically thin accretion disk, whereas the hard X-rays are interpreted as the inverse Compton scattering of the soft photons from the accretion disk on hot electrons present in an optically thin coronal medium. Depending on whether the electrons have a thermal velocity distribution or not, this “hard tail” can be characterized by the presence or absence of an exponential cut-off, at a given threshold energy. Based on the shape and strength of the spectra one can distinguish between 5 common spectral states thought to be linked to the accretion rate of the source (see *e.g.* Belloni 2001 for a recent review).

- The *Quiescent State* (hereafter QS), is the “off” state in which SXTs spend most of their lives. It is characterized by a relatively soft index (~ 2.5), and its luminosity is several order of magnitude below that of the other states. The accretion disk is undetectable in the X-rays.

- In the *Low Hard State* (hereafter LS), the $\nu - f_\nu$ spectrum is peaked in the hard X-rays, and characterized by a strong power law with a photon index $\alpha \sim 1.5 - 1.9$, and a cut-off around 100 keV. The disk emission remains weak, but its innermost parts can reach a temperature of up to $kT \sim 0.5$ keV.
- During the *Intermediate State* (hereafter IS) the contribution of the two spectral components to the overall luminosity is of the same order. The disk reaches a temperature of ≤ 1 keV, and the hard tail has an index of $\alpha \sim 2.5$.
- In the *Soft High State* (hereafter SS) the soft (≤ 10 keV) luminosity is high and the spectrum is dominated by a thermal component in that range. The power law is faint with $\alpha \geq 2.5$.
- The *Very High State*, (hereafter VHS) is spectrally similar to the IS ($kT \sim 1 - 2$ keV, and $\alpha \sim 2.5$). Homan et al. (2001) suggested that the IS and the VHS might be the same state observed at different luminosities.

XTE J1550-564 was first detected by the *All Sky Monitor* (ASM) on board RXTE, on September 7, 1998 (Smith 1998), as it was transiting from quiescence into a LS. It exhibited, a few days later, one of the brightest flare (~ 7

¹DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique (CNRS URA 2052), CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

²Université Paris VII andrvce d'Astrophysique, CEA, CE-Saclay. 91191Gif sur Yvette, France.

³Center for Astrophysics and Space Science, University of California San Diego, USA

Crab) observed with RXTE. The light curve was characterized by a double peaked profile over which the source went through four spectral states. Extensive spectral analysis is reported in Sobczak et al. (1999, 2000), while Homan et al. (2001) showed from the spectro-temporal properties of the source that the X-ray state transitions over the whole outburst needed an additional parameter to the accretion rate \dot{M} . Based on its spectral properties, XTE J1550-564 was soon believed to host a black hole rather than a neutron star (Sobczak et al. 1999). It is however only recently that the mass function of the system has been estimated, leading to a mass of $10.5 \pm 1.5 M_{\odot}$ for the compact object (Orosz et al. 2002), confirming its black hole nature. The distance to the system is not well constrained. The latest estimates from optical observations give $3.2 \text{ kpc} \leq D \leq 10.8 \text{ kpc}$, with a preferred distance of $5.3 - 5.9 \text{ kpc}$ (Orosz et al. 2002). Radio monitoring have shown jet features with an apparent motion $\geq 2c$ (Hannikainen et al. 2001), firmly establishing XTE J1550-564 as a microquasar. After a ~ 9 months outburst, XTE J1550-564 returned to quiescence in June 1999 (MJD51346).

On 2000 April 6, XTE J1550-564 became active in the X-rays (Smith et al. 2000), after several months of quiescence, undergoing a new episode of outburst, which ended ~ 70 days later. Corbel et al. (2001) report the detection of a radio emission with a negative spectral index on MJD 51665. They attribute it to an optically thin synchrotron emission from a discrete ejection. The date of the ejection event is however hard to constrain, and could correspond to a state transition occurring a few days before (Corbel et al. 2001). These authors also point out the absence of radio emission on MJD 51670, indicating that no jet feature is present during that time, and they detect an emission with a flat spectrum on MJD 51697, which they attribute to a compact jet. The outburst initiates by a flare in IR and optical (Jain et al. 2001) starting ~ 10 days before the X-ray flare, and a second IR/Optical flare occurs as the source has returned to the LS around MJD 51690. This second IR-Optical flare is possibly related to the compact jet synchrotron tail (Corbel et al. 2001). Tomsick, Corbel & Kaaret (2001) (hereafter TCK01) report spectral (RXTE+Chandra) observations during the very last part of the outburst, as XTE J1550-564 is returning to quiescence.

We have studied the behavior of a low frequency QPO in a companion paper (Rodríguez et al. 2002, hereafter paper 1), and we focus here on the X-ray spectral behavior of XTE J1550-564 from the very beginning of the PCA+HEXTE pointed observations on MJD 51644, until MJD 51698 where the observations are contaminated both by the Galactic ridge diffuse emission and the close outbursting transient pulsar XTE J1543 - 568 (TCK01). We repeat then the analysis of TCK01 (covering MJD 51680-51698), and add the whole RXTE data set publicly available in the archives covering this outburst. We thus present for the first time the entire PCA+HEXTE spectral analysis of XTE J1550-564 over its 2000 outburst. The organization of the paper is as follows; we start by presenting the data reduction and analysis method used, before presenting the spectral evolution of the source. We discuss our results in the last part of the paper.

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

XTE J1550-564 has been observed continuously with RXTE all over its outburst, *i.e.* from MJD 51644 (Apr. 10), to MJD 51741 (July 16). Since the background in the Galactic ridge is difficult to estimate with a non-imaging instrument, we restrain our study to the interval between MJD 51644 and MJD 51698, and refer the reader to the study of TCK01 for the following period. The log of the observations can be found in Table 1. The 2-65 keV PCA light curve is shown in Figure 1, together with the hardness ratio (HR) between the 15-65 keV and 2-4 keV flux. The plot show that the source has undergone two transitions between hard (HR>3) and a softer state (HR<2). Color-color diagrams are shown on the same figure; the first is the 4 - 7/2 - 4 keV vs. 7 - 15/2.4 keV (upper panel), the second is the 15 - 65/2 - 4 keV vs. 15 - 65/7 - 15 keV (lower panel). Each one further confirms the transition between spectrally similar hard states and a softer one, as indicated by the two different groups of points.

Light curves and spectra were extracted and analyzed using *LHEASOFT* package v5.1. We restricted ourselves to the time when the elevation angle was above 10° , the offset pointing less than 0.02° , and we also rejected the data taken while crossing the SAA. In addition, the good time intervals (GTIs) were defined when the number of Proportional Counter Units (hereafter PCU) turned on was constant and equal to the maximum available over a given observation. May 12 2000 corresponds to the abrupt loss of Xenon layer in PCU 0, which renders its use for spectral analysis difficult and uncertain. The only PCU that was turned on over the whole outburst was PCU # 2. We therefore extracted all the spectra from the top layer of that unit, with both anodes averaged. Background spectra were estimated using *PCABCAKEST V.2.1e*, using the standard method for bright sources until MJD 51696, and that for faint sources later. We also used for that later purpose the new files provided by GSFC, and found no drastic differences, so in the course of this analyze we kept the “old” ones. The responses were generated with *pcarsp V7.11*, and dead-time correction was applied in all cases, although in the fainter observations it is negligible.

HEXTE spectra were extracted from Cluster 0 only, in the standard mode data. We followed the “cook book” procedures for separating the ON and OFF positions before extracting the raw spectra (source and background), and then correct them for dead-time. Responses were estimated with *hxtresp V3.1*. The PCA+HEXTE resultant spectra of a single observation were then analyzed together in *XSPEC v11.1.0*. We averaged the spectra of observations when taken the same day (*e.g.* obs. #2 and obs. #3). We retain in our fits the energy channels between 3 and 30 keV for the PCA, and between 18 and 150 keV for the HEXTE. Furthermore, in order to accommodate for uncertainties in the response matrices, we added 1% systematic errors over the whole bandpass of our spectra (although we might have overestimated them).

3. SPECTRAL ANALYSIS

Several models were tested in the course of the spectral analysis, we present here only the ones we retain. In every fit, a multiplicative constant, representing the nor-

Program	Obs.	Label	ObsId	Date (MJD)	Date	Num. Pcu On	
P50137	1		02-01-00	51644	Apr. 10	5	
	2		02-02-00	51646	Apr. 12	3	
	3		02-02-01	51646	Apr. 12	4	
	4		02-03-00	51648	Apr. 14	4	
	5		02-04-00	51650	Apr. 16	4	
	6		02-04-01	51651	Apr. 17	4	
	7		02-05-00	51652	Apr. 18	3	
	8		02-05-01	51653	Apr. 19	3	
	9		02-06-00	51654	Apr. 20	4	
	10		02-07-00	51655	Apr. 21	5	
P50134	11		02-01-00	51658	Apr. 24	5	
	12		02-01-01	51660	Apr. 26	3	
	13		02-02-00	51662	Apr. 28	5	
	14		02-02-01	51664	Apr. 30	5	
	15		02-03-00	51664	Apr. 30	5	
	16		02-03-01	51665	May 1	4	
	17		02-04-00	51667	May 3	4	
	18		02-04-01	51668	May 4	4	
	19		02-05-00	51669	May 5	5	
	20		02-06-00	51670	May 6	5	
	21		02-07-00	51670	May 6	4	
	22		02-07-01	51671	May 7	5	
	23		02-08-00	51672	May 8	5	
	24		02-08-01	51672	May 8	5	
P50134	25		01-01-00	51673	May 9	4	
	26		01-02-00	51674	May 10	5	
	27		01-03-00	51675	May 11	5	
			<i>Loss of PCU0 xenon layer</i>				
	28		01-04-00	51676	May 12	4	
		<i>Beginning of epoch 5</i>					
	29		01-05-00	51678	May 14	4	
P50135	30		01-01-00	51680	May 16	4	
	31		01-02-00	51682	May 18	4	
	32		01-03-00	51683	May 19	4	
	33		01-04-00	51684	May 20	5	
	34		01-05-00	51686	May 22	5	
	35		01-06-00	51687	May 23	3	
	36		01-07-00	51688	May 24	3	
	37		01-08-00	51690	May 26	3	
	38		01-08-01	51690	May 26	4	
	39		01-09-00	51692	May 28	3	
	40		01-10-00	51693	May 29	2	
	41		01-11-00	51695	May 31	3	
	42		01-12-00	51696	June 1	4	
	43		01-13-00	51698	June 3	2	

TABLE 1

LOG OF THE OBSERVATIONS PRESENTED IN THE PAPER. SOME HAVE ALREADY BEEN REPORTED IN TCK01. WE HAVE NEVERTHELESS RE-DONE THE REDUCTION/ANALYSIS IN ORDER THAT THE COMPLETE SET OF DATA IS STUDIED IN A SORT OF COMMON WAY (SEE TEXT FOR THE PROCEDURES). THE RESULTS FOUND WITH THE TWO METHODS PRESENT NO SIGNIFICANT DIFFERENCES.

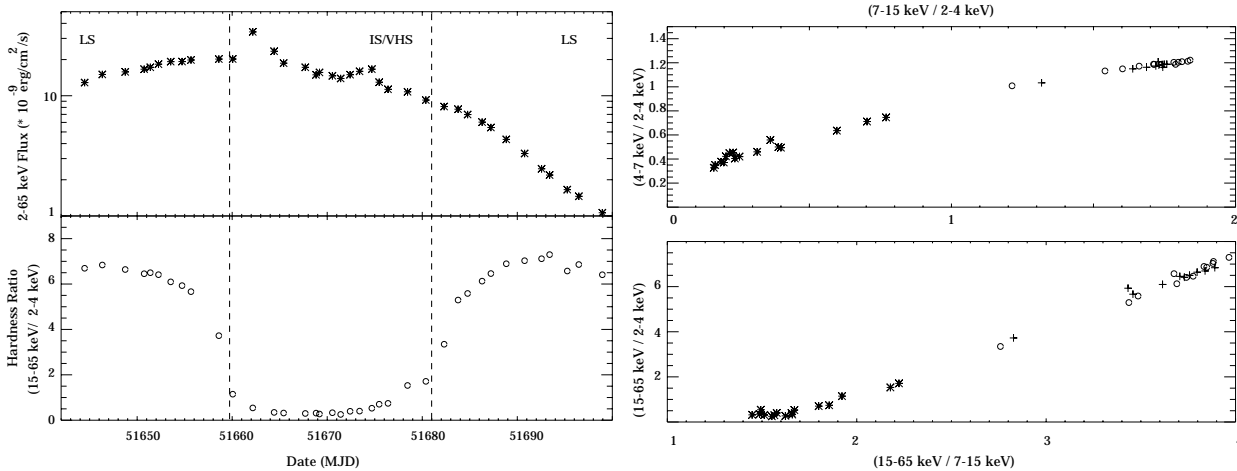


FIG. 1.— *Left* : RXTE/PCA 2-65 keV light curve of the outburst (upper panel), and $\frac{15-65 \text{ keV}}{2-4 \text{ keV}}$ HR (lower panel). The vertical dashed lines represent the dates of state transitions deduced from the evolution of the HR. *Right* : RXTE/PCA color-color diagrams; upper panel represents the 4-7 keV / 2-4 keV vs. 7-15 keV / 2-4 keV flux ratio, and the lower one the 15-65 keV / 2-4 keV vs. 15-65 keV / 7-15 keV. Circles and crosses represent the LS, stars represent the IS.

malization between both instruments, was added to the spectral model in order to take account of uncertainties in the PCA-HEXTE cross calibration (visible on Fig. 2 as the vertical offset between the spectra). To determine the spectral models, we first fitted PCA+HEXTE from obs. 2+3 (MJD 51646) and 4 (MJD 51648) with a simple model consisting of interstellar absorption (*wabs* in XSPEC terminology) plus a power law. The resultant χ^2 is poor (443 for 92 dof), with large residuals around 6.5 keV and a broad minimum around 10 keV. As the RXTE bandpass is not really suited for the determination of the Hydrogen column density N_H , we applied the value returned from optical observations (Sánchez-Fernández et al. 1999), *i.e.* $N_H = 0.4 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, and froze it in all our fits. We remark here that recent *Chandra* observations favor a higher value (Kaaret et al. 2002) to the column density, but the X-rays above 3 keV are not very sensitive to that change (Sobczak et al. 2000, TCK01). Adding a iron edge absorption improves the fits significantly with $\chi^2 = 321$ (90 dof). In order to accommodate for the high energy behavior (HEXTE band) an exponential cut-off at higher energy is needed and gives satisfactory fits with $\chi^2 = 85.36$ (88 dof) for obs. 2+3, and 73.04 (88 dof) for obs. 4. The width of the smeared iron edge was first left as a free parameter, and was found to be fairly constant at a value around 10 keV. So we froze this parameter to that value during the fits (we note that this procedure had been applied by Sobczak et al. 1999 and TCK01). Adding a Gaussian around 6.5 keV gives only a marginal improvement to our fits. So, though already observed (Sobczak et al. 1999), we did not include this component since none of our fits needed this feature to be statistically acceptable. We also tentatively included a multi-color disk blackbody (Mitsuda et al. 1984), thought to represent the emission coming from the optically thick accretion disk, but our fits failed to achieve convergence, at least during both LS (see below). Spectral parameters are shown for the entire outburst in table 2, and the spectrum of obs. 2+3 is represented in the left panel of Fig. 2.

From MJD 51660 (obs. 12) a soft excess is detectable in the spectra (Fig. 2 shows the example of obs. 13 - MJD 51662). Using the model consisting of an absorbed (Hydrogen + Fe Edge) power law cut at high energy leads to poor χ^2 (134.6 for 88 dof, and even worse for the following days). The addition of a multi-color disk blackbody model (Mitsuda et al. 1984) to the fits greatly improves their quality ($\chi^2 = 69.6$ for 86 dof on MJD 51660). We note here that the high energy cut-off is still needed for that particular observation. We checked its presence the following days by systematically adding an exponential cut off in our fits, but the resultant χ^2 were worse than without it in all cases, indicating its absence in the PCA+HEXTE band from MJD 51662 (see table 2). Over that period, the hard X-ray contribution has significantly decreased (Fig. 3), and the photon index ranges from $\simeq 2.0$ to $\simeq 2.4$. The iron line may still be present but for the same reasons as explained above we did not include it in our analysis.

As the source returns to the LS, the disk component becomes weaker, and around MJD 51682 (obs. 31) the fits fail to converge if the blackbody component is kept in the model. From MJD 51682 until MJD 51688, an exponential cut-off is needed in the fits. We note, however, that for MJD 51686, 51687, and 51688, the resultant improvement in the fits becomes only marginal; we nonetheless kept this additional component. After MJD 51688 there is no convergence when exponential cut-off is included in the model (see also TCK01). So that the last observations are fitted with a simple model consisting of interstellar and smeared edge (≥ 7 keV) absorptions, and a power law. The evolution of the spectral parameters are reported in Table 2 and they are plotted on Fig. 3 and 4. The source spectral behavior over the outburst can be divided into two distinct states as illustrated by Fig. 1. Based on the spectral parameters returned from the fits (Table 2), we identify, without any ambiguities, the initial rise as a standard LS (from obs. 1 - MJD 51644 to obs. 11 - MJD 51658). The evolution of the source is here rather slow; the photon index rises from 1.51 ± 0.01 to 1.74 ± 0.01 (Fig.

Obs. #	Photon Index	Color Radius* (km)	Disk Temp. (keV)	$E_{cut-off}$ (keV)	E_{fold} (keV)	Red. χ^2 (d.o.f.)
1	1.51 ± 0.01			$33.8^{+2.8}_{-3.1}$	$181.8^{+15.8}_{-11.2}$	0.73 (88)
2-3	1.520 ± 0.006			$44.0^{+3.6}_{-3}$	$129.0^{+6.7}_{-6.7}$	0.97 (88)
4	1.520 ± 0.006			$35.4^{+2.0}_{-2.2}$	$128.7^{+7.2}_{-6.4}$	0.83 (88)
5	1.524 ± 0.006			$31.3^{+2.2}_{-2.2}$	$125.8^{+6.3}_{-6.3}$	1.02 (88)
6	1.530 ± 0.006			36.4 ± 2.2	$123.7^{+6.0}_{-5.6}$	0.70 (88)
7	1.541 ± 0.006			$39.7^{+3.1}_{-2.6}$	$124.8^{+7.1}_{-7.4}$	0.90 (88)
8	1.556 ± 0.006			$36.7^{+2.2}_{-2.1}$	$116.8^{+5.9}_{-5.8}$	0.83 (88)
9	$1.563^{+0.005}_{-0.006}$			$32.4^{+2.0}_{-2.2}$	$112.6^{+5.4}_{-5.1}$	0.73 (88)
10	1.57 ± 0.01			31.2 ± 2.5	$113.7^{+7.5}_{-5.8}$	0.79 (88)
11	1.74 ± 0.01			$29.0^{+2.9}_{-2.9}$	$116.6^{+11.6}_{-9.9}$	0.77 (88)
12	2.154 ± 0.007	177^{+299}_{-94}	$0.42^{+0.05}_{-0.01}$	$33.3^{+3.2}_{-3.3}$	$156.3^{+18.0}_{-15.9}$	0.81 (86)
13	2.36 ± 0.02	$32.0^{+2.0}_{-1.6}$	1.01 ± 0.03			0.86 (88)
14-15	2.35 ± 0.02	$43.0^{+1.8}_{-2.0}$	0.94 ± 0.02			1.22 (88)
16	2.38 ± 0.02	$51.5^{+2.8}_{-2.3}$	0.85 ± 0.02			0.99 (88)
17	2.35 ± 0.02	$51.9^{+2.6}_{-2.3}$	$0.83^{+0.02}_{-0.01}$			0.78 (88)
18	2.33 ± 0.02	$52.4^{+2.5}_{-2.2}$	$0.82^{+0.02}_{-0.01}$			1.03 (88)
19	2.32 ± 0.02	$55.4^{+2.2}_{-2.5}$	0.81 ± 0.01			1.13 (88)
20-21	2.30 ± 0.02	$50.8^{+3.2}_{-2.6}$	$0.81^{+0.01}_{-0.02}$			0.76 (88)
22	2.41 ± 0.02	$64.9^{+1.5}_{-1.3}$	0.74 ± 0.01			1.59 (88)
23-24	2.30 ± 0.02	$46.9^{+3.6}_{-2.9}$	0.81 ± 0.02			0.96 (88)
25	2.36 ± 0.02	$47.0^{+4.4}_{-2.7}$	$0.80^{+0.01}_{-0.03}$			1.14 (88)
26	2.32 ± 0.03	$47.4^{+6.0}_{-4.7}$	0.76 ± 0.03			0.68 (88)
27	2.25 ± 0.01	$45.1^{+10.4}_{-5.4}$	0.69 ± 0.04			0.56 (88)
28	$2.23^{+0.02}_{-0.01}$	$53.8^{+16.2}_{-7.5}$	$0.63^{+0.03}_{-0.04}$			0.63 (88)
29	$2.08^{+0.01}_{-0.02}$	52^{+47}_{-24}	$0.54^{+0.12}_{-0.08}$			0.60 (88)
30	$2.05^{+0.02}_{-0.01}$	$67.6^{+246.2}_{-6.6}$	$0.48^{+0.18}_{-0.11}$			0.98 (88)
31	1.85 ± 0.01			$42.2^{+12.0}_{-12.2}$	399^{+317}_{-143}	0.81 (88)
32	1.664 ± 0.008			$55.4^{+13.0}_{-8.9}$	$191.6^{+61.8}_{-53.7}$	0.48 (88)
33	1.64 ± 0.01			$48.4^{+8.9}_{-14.2}$	$189.0^{+79.0}_{+43.0}$	0.92 (88)
34	1.61 ± 0.01			$67.3^{+11.7}_{-17.7}$	$203.1^{+151.9}_{-75.1}$	0.79 (88)
35	1.58 ± 0.01			$70.4^{+15.5}_{-15.3}$	$136.5^{+100.5}_{-56.5}$	0.75 (88)
36	1.56 ± 0.01			$113.3^{+35.9}_{-78.2}$	$62.5^{+344.4}_{-50.9}$	0.79 (88)
37-38	1.55 ± 0.01					1.00 (90)
39	$1.55^{+0.01}_{-0.02}$					1.05 (90)
40	$1.53^{+0.02}_{-0.01}$					1.01 (90)
41	1.58 ± 0.02					0.89 (90)
42	1.56 ± 0.02					0.80 (90)
43	$1.58^{+0.05}_{-0.04}$					0.76 (90)

TABLE 2

BEST FIT PARAMETERS RETURNED FROM THE FITS OVER THE WHOLE OUTBURST.

$$*R_{col}/1km = \frac{R_{fit}}{\cos i} \times \frac{D}{6kpc}, \text{ WHERE } i = 73.1^\circ.$$

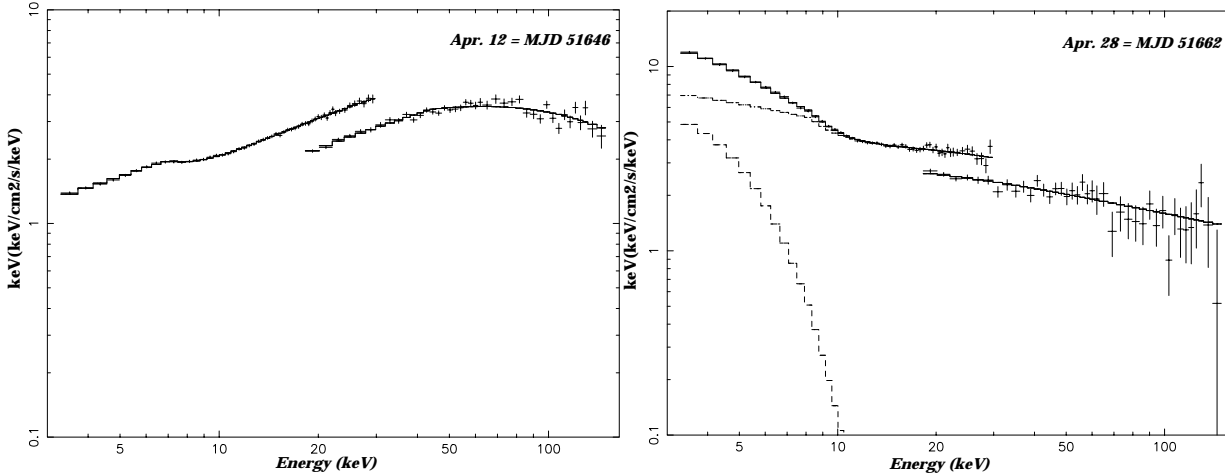


FIG. 2.— PCA (3 – 30 keV) and HEXTE (18 – 150 keV) unfolded spectra. *Left* shows a typical LS spectrum, with the best fit model (Fe and H absorption on powerlaw + high energy cut-off) over-plotted (line). *Right* is a IS spectrum showing the different spectral components (dashed) used in the fits, *i.e.* a multicolor disk black body plus a power law. The best fit model (including Fe and H absorption) is over-plotted as a line. The spectra are in “ νF_ν ” units.

3), as the 2 – 65 keV flux slowly rises from 1.3×10^{-8} erg/cm²/s (obs. 1) to 2.0×10^{-8} erg/cm²/s (obs. 11). The exponential cut-off ranges from 29 to 44 keV, and presents no obvious correlation with the flux, whereas the folding decreases from $\simeq 181$ keV, on MJD 51644 to $\simeq 116$ keV on MJD 51658, with an increasing soft flux. Obs 11 (MJD 51658) is still typical of a LS, with a photon index < 2 , but here the spectrum has already started to soften (Fig. 3).

The state transition occurs on MJD 51660 (obs. 12), where the hard tail steepens significantly with a photon index ≥ 2 . Here, however, a cut-off at high energy is still needed in the fits. We note that the e-folding increases up to $\simeq 156$ keV. After that day, the transition seems complete, and based on the spectral parameters, we can identify the next state as an intermediate/very high state. It is difficult to distinguish between these two states since both have similar spectral and temporal behaviors. The presence of high frequency QPOs (Miller et al. 2001) over the period of IS/VHS, does not help much in lifting the ambiguity. It is usually assumed that the VHS has a luminosity close to L_{Edd} , which in our case, assuming a $10M_\odot$ black hole at 6 kpc (although the uncertainties are large), is $\sim 3 \times 10^{-7}$ erg/s/cm². Here at the maximum (obs. 13 - MJD 51662), the 2–150 keV flux is ~ 10 times lower. Given the flux and in comparison with the previous outburst (Sobczak et al. 1999), we will refer to this state as an IS, although we note that IS and VHS could be the same state (Homan et al. 2001).

The spectral evolution from obs. 12 to obs. 13, is rather abrupt (Fig. 1), and suggests that the source has undergone dramatic evolution. Indeed the power law tail is now much steeper, and the exponential cut-off is absent at least in the RXTE band (Fig. 3). During the IS, the radius obtained from the spectral fits (Fig. 4) varies from $\simeq 32$ to $\simeq 177$ km (assuming a distance of 6 kpc, for 73.1° inclination). Its value remains constant around 45 – 55 km over

13 observations, and rises significantly in obs. 30. The disk reaches its highest temperature on MJD 51662, and from MJD 51665 until MJD 51680 (obs. 15 through 26) its color temperature is around 0.8 keV and is found fairly constant (Fig. 4). After that it starts to decrease down to ~ 0.5 keV in obs. 30.

The PCA soft light curve (2–7 keV Fig. 4) over this period shows a first peak on MJD 51662, then a 8–9 days plateau, before a second fainter flare occurs with a local maximum around MJD 51674. Meanwhile, the hard X-rays (15–65 keV) decrease by a factor ~ 5 between MJD 51655 and MJD 51674, and then start to increase again. After MJD 51680 (obs. 30) the source slowly returns into a LS (see TCK01 for the spectral analysis of the observations after MJD 51680). Although the transition to the final low state is not so sharp as in the initial stage, there is a clear evolution in terms of spectral parameters, between obs. 30 and obs. 31, where the spectrum gets harder (Fig. 1), and manifests a cut-off at high energies (Table 2). From obs. 31 to 43 the source is in a LS, which first shows the presence of an exponential cut-off at high energy (Obs 31-36), while the following observations do not show any cut-off up to 150 keV.

Our temporal analysis (paper 1) further confirms the nature of the states. During both states, we detect low frequency QPOs (0.1–6 Hz). While during the LS they have high amplitude (10–16 % rms), during the IS the QPO are fainter (5%) as usually observed, and might disappear in some observations.

4. DISCUSSION

4.1. Spectral Evolution

4.1.1. The Initial Hard State

The absence of a (detectable) thermal component, and the presence of a strong hard X-ray tail of photon index ~ 1.5 with an exponential cut-off, favors an interpretation where most of the X-rays are produced from the Comptonization of soft (≤ 0.1 keV) photons on thermal electrons

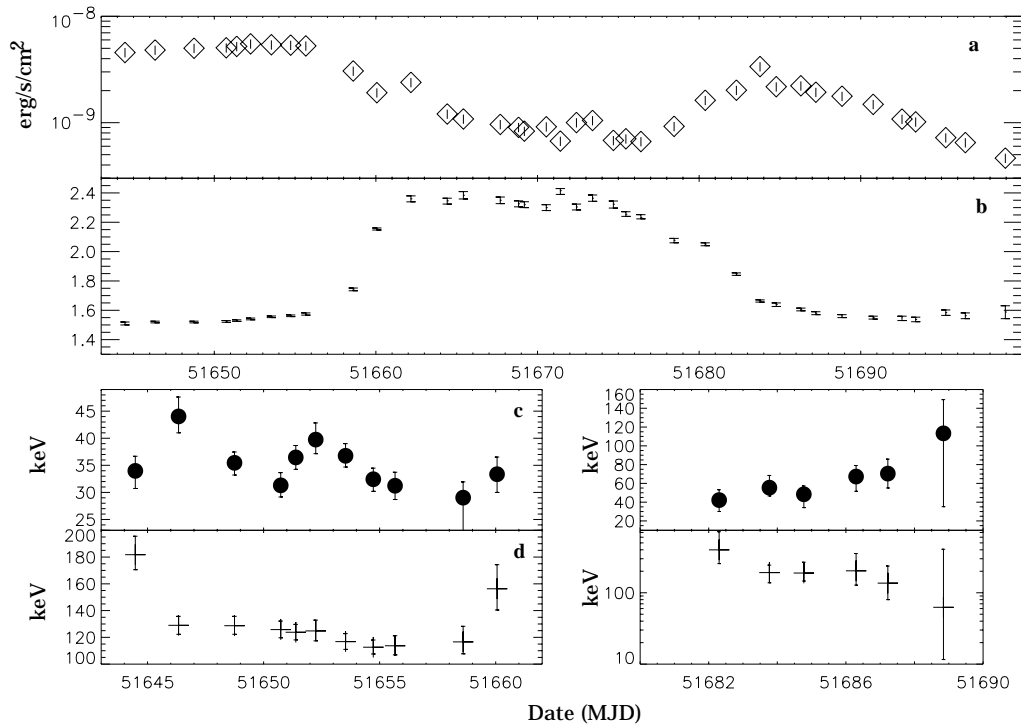


FIG. 3.— Evolution of the hard tail spectral parameters over the outburst. *a*) HEXTE 60–150 keV light curve. *b*) power-law photon index. *c*) cut-off energy during the initial rise (left) and the decay (right). *d*) e-folding of the cut-off.

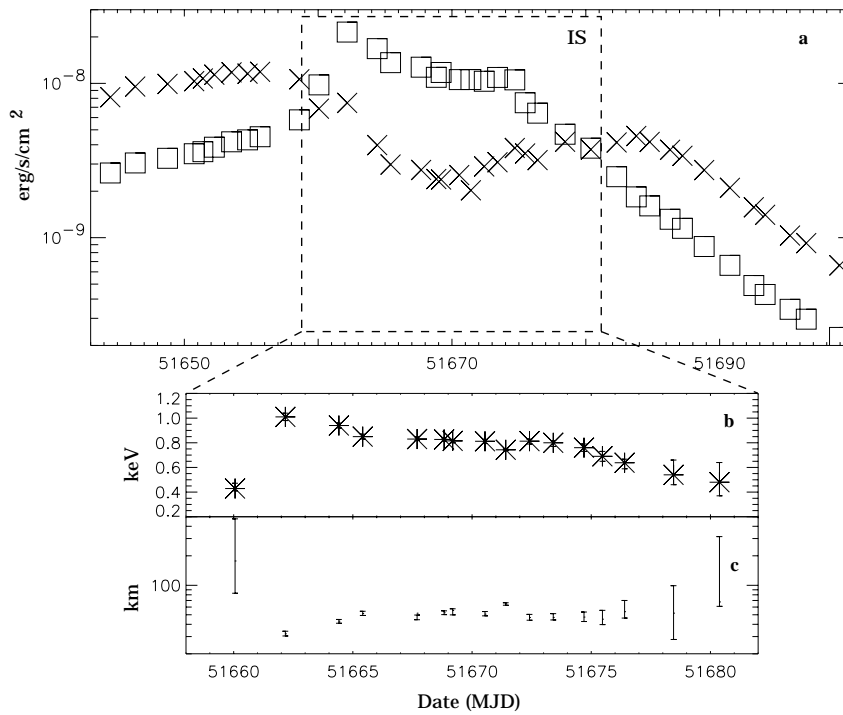


FIG. 4.— *a*) PCA 2–7 keV (squares) and 15–65 keV (crosses) light curves of the outburst. *b*) Evolution of the disk color temperature. *c*) Evolution of the color radius.

in the corona. Nevertheless, it should be noted that recent studies have shown that this emission could have the jet as an origin (Markoff, Falcke & Fender, 2001; Markoff et al. 2002, submitted). We focus here only on the standard interpretation involving a corona.

In the standard comptonization picture, the folding of the cut-off is thought to be close to the electron temperature (TCK01). The slight decrease of the folding energy between obs. 1 and obs. 11 (MJD 51644–51658) may indicate that the Compton cloud is cooled more efficiently. This might correspond to a disk approaching to the black hole (decreasing inner radius), while its inner temperature and the soft X-ray flux increase. This interpretation is in good agreement with the state transition we observe on MJD 51660, showing in particular the presence of a thermal component in our fits. This is also in good agreement with the observation of an infra red-optical flare 10 days before the X-ray flare (Jain et al. , 2001), compatible with a thermal emission. In that case, the 10 days delay between the infra red-optical and the X-rays would indicate that the accretion disk fills on a viscous time scale suggesting that it is truncated at a certain distance from the black hole.

The evolution of the photon index in obs. 11 ($\alpha = 1.74$) may indicate that the state transition initiates first by a change in the Compton medium. As already suggested from the analysis of the USA data (Reilly et al. 2001) the situation could be similar to the two components accretion flow previously proposed in the case of other sources (Smith, Heindl & Swank, 2002). In that case, both flows possess their own response time-scale to any external perturbation (of the accretion rate). In a standard thin disk it corresponds to the viscous time-scale $t_{visc} \sim \frac{R^2}{\nu}$ (R being the radial distance to the accretor, and ν the kinematic viscosity, usually parameterized with the α prescription), which is then of the order of days (Frank, King & Raine, 1992). The coronal time-scale is the free fall time-scale, which is much shorter. In this picture, any external change in the accretion rate would first have an incidence on the corona, and then on the disk. However, given the observation of Jain et al. (2001) and the future state transition, the influence of the disk cannot be ruled out. The observations more likely reflect a more efficient cooling of the corona due to the approaching disk as previously discussed.

4.1.2. State Transition

The total 2-150 keV flux is 2.4×10^8 ergs/cm²/s on MJD 51658, and slightly lower (2.2×10^8 ergs/cm²/s) on MJD51660. This behavior is not as expected if we assume the increase of the (soft) luminosity is due to an increase of the accretion rate. As discussed in Zhang et al. (1997) this almost constant luminosity more likely reflects a change in the relative importance of the emitting media. This would further confirm the need of an additional parameter to model the state evolutions during low mass X-ray binaries outbursts as already pointed out by Homan et al. (2001) during the previous outburst of XTE J1550–564, and Smith et al. (2002) for other sources. However, Smith et al. (2002) observe that in LMXB the state transition towards soft state can occur while the flux is decreasing; they interpret this behavior as the manifestation of two independent accretion flows. As discussed by Reilly et al.

(2001), this interpretation is compatible with the USA observations of the 2000 outburst of XTE J1550–564. However, the presence of a cut-off in obs. 12 (MJD 51660) suggests that the coronal electrons have still a thermalized velocity distribution, although the photon index is soft. Furthermore, the observed disk temperature is 0.4 keV that day, so in the standard picture of comptonization, the coronal electron temperature should be lower due to a higher cooling rate, contrary to what we observe. This may suggest that the Compton effect efficiency is lower at that time, maybe indicating that the covering of the disk by the corona has changed *i.e.* that the geometry of this halo is modified in comparison to the previous dates, in good agreement with the constancy of the 2-150 keV luminosity during the rise to outburst. As suggested by Homan et al. (2001), this may indicate that the extra parameter needed to understand the outburst of XTE J1550–564, is related to the corona physical properties.

4.1.3. The intermediate state

We observe, here, a steep ($\alpha \simeq 2.35$) power law without any cut-off up to 150 keV. According to Merloni, Fabian & Ross (1999), low values of the disk radius and flux ratio hide some failures in the basic multi-color disk-blackbody model. In a previous work (Rodriguez et al. 2002a) we had retained the radius values in our analysis only when $\frac{F_{bbody}}{F_{tot}} < 0.5$, where the fluxes were estimated between 2–50 keV. This criterion is more stringent than that of Merloni et al. (1999), and have allowed us to study the disk radius behavior with high accuracy (Rodriguez et al. 2002a). On MJD 51662 (obs. 13), the $\sim 2 - 50$ keV disk unabsorbed flux is 8.4×10^{-9} erg/s/cm², giving a $\sim 25\%$ contribution to the total flux. The constant temperatures and radii deduced from the fits the following days (from MJD 51665 - obs 16), together with the anomalous values found at the maximum, suggest that the disk has reached some sort of limit. Although the temperature is not as high as the maximum temperature of the 1998-1999 outburst (Sobczak et al. 1999), it is tempting to consider that the disk is close to the last stable orbit. The presence, over this period, of high frequency QPOs (251 – 276 Hz, Miller et al. 2001) almost the highest values as yet observed in this source (285 Hz, Remillard et al. 1999, Homan et al. 2001) may further support this assumption (see also K01). If we estimate the unabsorbed 2–50 keV disk flux, and calculate the ratio over the total flux for each observation, it appears that only one has a ratio ≥ 0.5 (obs. # 19). We will therefore retain in our future calculations the value of the radius estimated from obs. 19. However, as discussed previously, our criterion is very restrictive and was chosen in order to select the most plausible values. Here, most of the observations have their 2–50 keV flux ratio comprised between 0.4–0.5. If we remark that the radius is relatively constant over 8 days, at a value close to that of obs. 19 (~ 54 km assuming $d=6$ kpc, Table 2), although our criterion is not fulfilled, the values found here seems nevertheless reliable, and would be compatible with disk close to its LSO during that time.

The temperature parameter returned from the fits is actually the color temperature, the correction factor needed to obtain the real inner temperature (the hardening factor Ebisawa et al. 1994) is far from being known. We

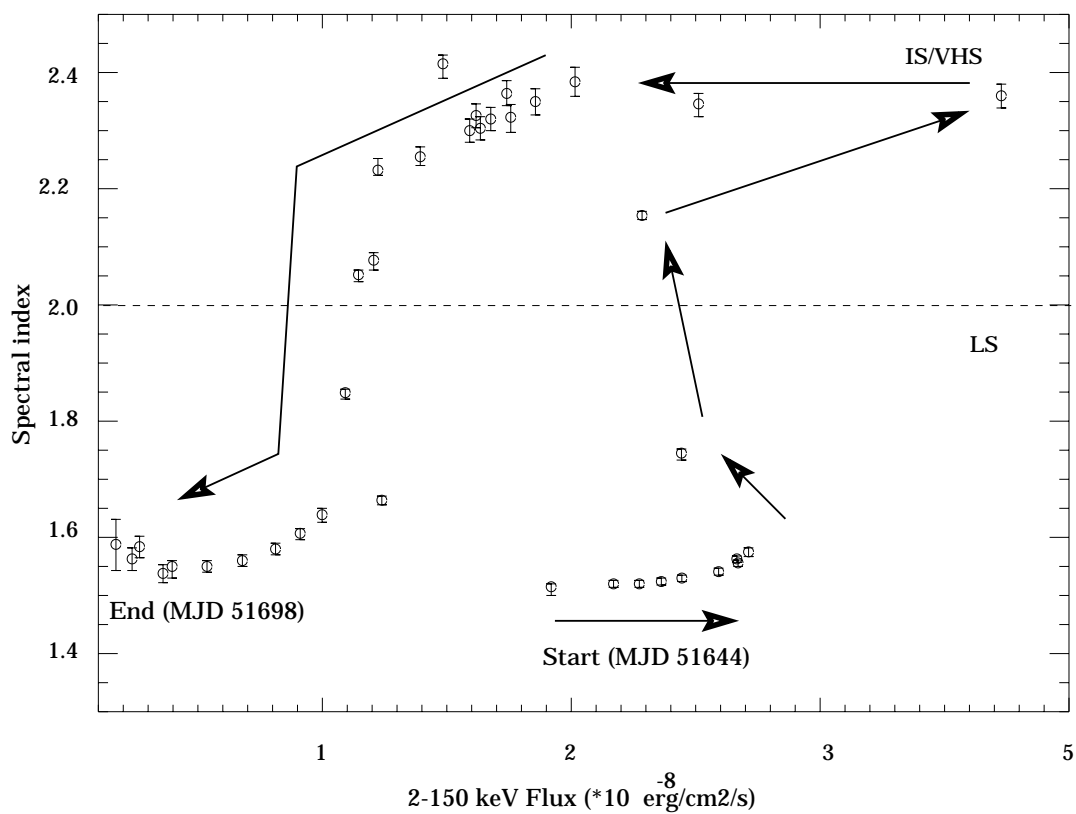


FIG. 5.— Evolution of the power law photon index α vs. the 2-150 keV flux for the whole period of outburst. The horizontal line delimitates the two states, and the arrows indicate the chronology of the events.

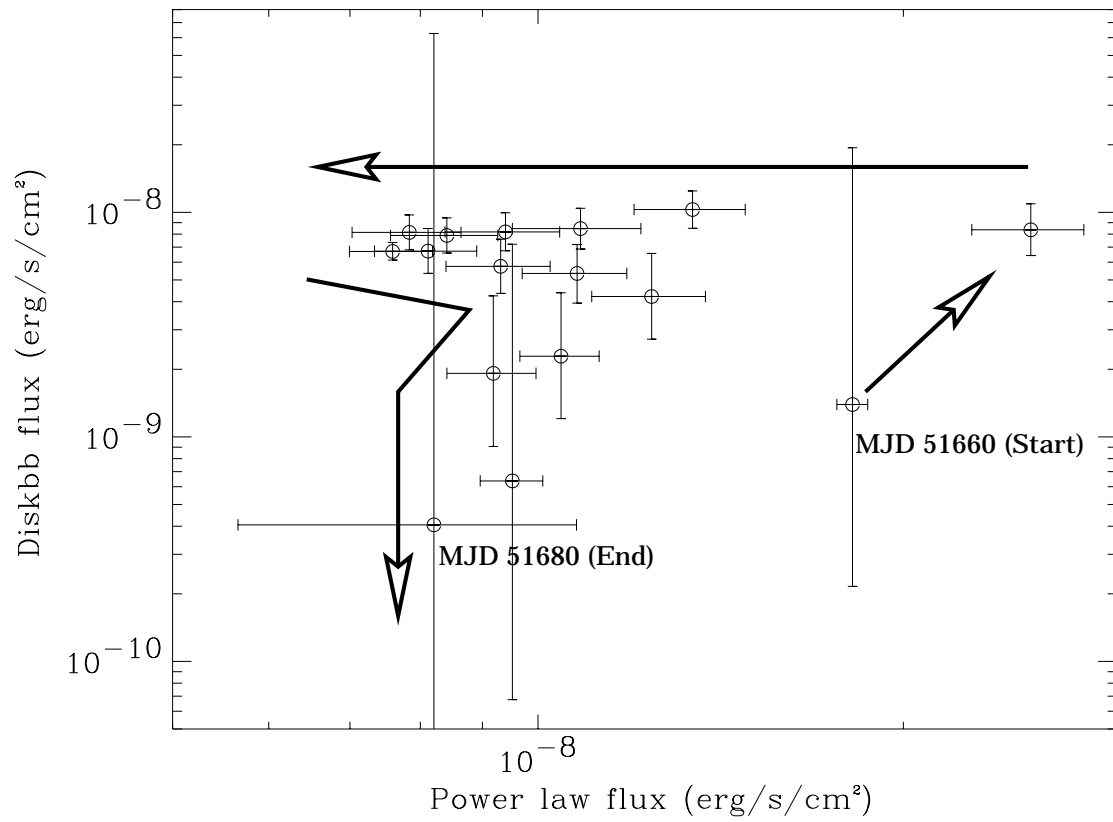


FIG. 6.— Evolution of the disk blackbody luminosity vs. the powerlaw luminosity during the IS. The arrows indicate the chronology of the events starting at the first transition on MJD 51660 (obs. 12), and lasting at the second transition on MJD 51680 (obs. 30).

tentatively associate the lowest (acceptable) value of R_{col} with the last stable orbit R_{LSO} . Then assuming a hardening factor f of 1.7, with $r_{in} = r_{col} \times f^2$ and $R_{LSO} \sim \frac{3}{5} \times 0.8 R_{col} f^2$ (Ebisawa et al. 1994, Shimura & Takahara, 1995), we find $R_{LSO} \sim 67.9$ km ($D = 5.3$ kpc, $i = 73.1^\circ$, mean value of the inclination from Orosz et al. 2002), and $R_{LSO} \sim 75.5$ km ($D = 5.9$ kpc, $i = 73.1^\circ$). The LSO of a $10M_\odot$ Schwarzschild black hole is ~ 90 km. The value we found suggests that the black hole in XTE J1550-564 is rotating, and leads to a spin value ~ 0.02 ($M_{BH} = 8.5M_\odot$, $d=5.9$ kpc) $\leq a \leq 0.57$ ($M_{BH} = 11.5M_\odot$, $d=5.3$ kpc). Although we have to take this result with caution given the large uncertainties underlying the assumptions (Rodriguez et al. 2002a), it is interesting to underline the good agreement between the values found here and the conclusions presented in Remillard et al. (2002), where, based on an analysis of the high frequency QPOs, and their harmonic relationships, the spin of the black hole is constrained to be less than 0.6.

4.2. Comparison between the different states

The transition to the final LS is not as abrupt as the first transition. It occurs when the disk becomes undetectable in the RXTE band, after its temperature initiated a decrease. This final period is discussed in details in TCK01.

If we compare the two episodes of LS, we can see that the hardness ratios and color color diagrams (Fig. 1) do not show any strong differences between the energy dependence of the emissions; the ratio are very similar between both epochs. The major difference is that the second transition occurs at a 2-150 keV flux half that of the initial transition (2.44×10^{-8} erg/cm²/s on MJD 51658, 1.09×10^{-8} erg/cm²/s on MJD 51682), while the total luminosity is decaying, but with similar photon indexes. We have plotted on Fig. 5 the evolution of the spectral index with the flux over the outburst. For the initial rise there is first an increase of the flux, at a constant spectral index. Then, it seems that the transition is initiated by a change in the photon index, since it occurs at a flux roughly constant. This implies, that with an approaching disk (as suggested by our spectral analysis, and the observations of Jain et al. 2001), the decrease of the total flux from obs. 10 to obs. 12 (dates of state transition) more likely reflects a change in the Comptonizing medium. As already suggested, one obvious interpretation would be that when the disk approaches, as its inner temperature increases, the cooling of the Compton medium becomes more efficient. Our observations are then compatible with the interpretation proposed by Jain et al. (2001), that the disk is truncated at a certain transition radius and becomes a hot sub-keplerian accretion flow in the inner parts. However, in a picture where the outburst phase would only reflect an increase of the accretion rate, the total flux should increase in the same time, due to an increase of gravitational energy release, which is obviously not the case here. As suggested in Homan et al. (2001) the additional parameter needed to explain that behavior could be the relative geometry disk-corona (corona size). In that case, a stable accretion rate will produce the same amount of energy, and the relative geometry of the disk-corona system will modify the spectral energy

distribution.

Although our analysis suggests the presence of a two component accretion flow (not necessarily independent), it does not allow to discriminate between the different models or geometry, like disk+ADAF, where a hot sub keplerian accretion flow exists inside a transition radius, or a disk-corona model where the disk is truncated at a certain radius but may penetrate a Compton corona. However, our analysis of the QPO (paper 1) may favor the second kind of geometry : the frequency evolution of the QPO favors its location in the disk, but the energy dependence of the amplitude over the outburst may be in agreement with a disk penetrating a corona with a temperature gradient (whatever is the source of the modulated photons), as also mentioned by Tomsick & Kaaret (2001) in the case of GRS 1915+105. However given the spectral results presented here, this interpretation remains speculative and needs further observations to be confirmed.

The detection of a discrete ejection probably associated with the state transition (Corbel et al. 2001) raises the question of the origin of the ejected material. If the ejection is associated with the transition, this may indicate that the Comptonizing medium is the source of the ejection as suggested in GRS 1915+105 (Rodriguez et al. 2002b). On the other hand, the ejection may be triggered at the peak of luminosity, soon after MJD 51662 (obs. 13). Indeed, if we plot the 2-50 unabsorbed black body flux vs. the 2-50 keV unabsorbed powerlaw flux (Fig. 6), it appears that after the 1 Crab flare (the extreme right point in Fig. 6), as the total luminosity is decreasing (Fig.1), the disk blackbody flux remains constant during an initial period, while it is the powerlaw flux which decreases significantly. Given the relative constancy of the photon index those days (Fig. 3, and 5), this may suggest that the soft photons are less up-scattered. A simple reason is that a part of the Compton medium is blown away or accreted by the black hole. Once again, given the detection of ejected material, it is tempting to consider that it is the Compton medium which is blown away, and not as usually assumed the innermost part of the disk.

However the observation of Corbel et al. (2001) does not allow to determine the date of ejection. Furthermore, given the uncertainties underlying the fit model it is difficult to answer precisely that question. Future multi-wavelength monitoring of SXTs in outburst, should allow to study better the accretion-ejection coupling as have been done for the microquasar GRS 1915+105.

5. CONCLUSION

We have reduced and analyzed a complete set of RXTE spectra of XTE J1550-564 during its 2000 outburst.

- By a precise spectral follow up of the source behavior, we have shown that the source transitioned from the LS into an IS, then back to the LS, before returning to quiescence.
- The spectral evolution of the source suggests the presence of two accretion flows, an optically thick accretion disk, and a hot medium responsible for a Compton up-scattering of the disk photons.

- The disk may be close to its LSO during the IS; in that case we estimate that the spin parameter of the black hole in XTE J1550-564 is comprised between ~ 0 and ~ 0.6 .
- The first transition seems to simply reflect a difference in the relative importance of the emitting media rather than a change of the accretion rate, as confirmed by the increase of the photon index at constant luminosity.
- This implies that an additional parameter to the accretion rate is needed to explain this transition, which occur at constant 2-150 keV flux; this

parameter may be related to the Compton cloud.

- Our results may suggest that it is the Compton medium (ADAF, Corona,...?) which is ejected and further detected in radio.

J.R. would like to acknowledge M. Tagger and Ph. Durouchoux for helpful comments on the manuscript. This research has made use of data obtained through the High Energy Astrophysics Science Archive Center Online Service, provided by the NASA/ Goddard Space Flight Center.

REFERENCES

- Belloni T., 2001, proceedings of the JHU/LHEA workshop, “X-rays from Accretion onto Black Holes”, June 20-23 / astro-ph 0112217.
- Corbel S., Kaaret P., Jain R.K., Baylin C.D., Fender R.P., Tomsick J.A., Kalemci E., McIntyre V., Campbell-Wilson D., Miller J.M., McCollough M.L., 2001, *ApJ*, **554**, 43.
- Ebisawa, K. Ogawa M., Aoki T., Dotani T., Takizawa M., Tanaka Y., Yoshida K., Miyamoto S., Iga S., Hayashida K., Kitamoto S., Terada K., 1994, *PASJ* **46**, 375.
- Frank J., King A., Raine D., 1992, “Accretion Power in Astrophysics”, Cambridge Astrophysics Series.
- Grove J.E., Johnson W.N., Kroeger R.A., McNaron-Brown K., Skibo J.G., 1998, *ApJ*, **500**, 899.
- Hannikainen D., Campbell-Wilson D., Hunstead R., McIntyre V., Lovell J., Reynolds J., Tzioumis T., Wu K., 2001, *Ap&SS*, **276**, 45.
- Homan J., Wijnands R., van der Klis M., Belloni T., van Paradijs J., Klein-Wolt M., Fender R.P., Méndez M., 2001, *ApJS*, **132**, 377.
- Jain R.K., Baylin C.D., Orosz J.A., McClintock J.E., Remillard R.A., 2001, *ApJ*, **554**, L181.
- Kaaret P., Corbel S., Tomsick J.A., Fender R., Miller J.M., Orosz J.A., Tzioumis T., Wijnands R., 2002, submitted to *ApJ*.
- Merloni A., Fabian A. C., and Ross R. R., 2000, *MNRAS* **313**, 193.
- Miller J.M., Wijnands R., Homan J., Belloni T., Pooley D., Corbel S., Kouveliotou C., van der Klis M., Lewin H.G., 2001, *ApJ*, **563**, 928.
- Markoff S., Falcke H., Fender, R., 2001, *A&A*, **372**, L25.
- Markoff S., Nowak M., Fender R., Falcke H., Corbel S., submitted to *A&A*, 2002.
- Mitsuda K., Inoue H., Koyama K., Makishima K., Matsuoka M., Ogawara Y., Suzuki K., Tanaka Y., Shibazaki N., Hirano T., 1984, *PASJ*, **36**, 741.
- Orosz J.A., Groot P.J., van der Klis M., McClintock J.E., Garcia M.R., Zhao P., Jain R.K., Bailyn C.D., Remillard R.A., 2002, *ApJ*, **562**, 568.
- Reilly K.T., Bloom E.D., Focke W., Giebels B., Godfrey G., Saz Parkinson P.M., Shabad G., Ray P.S., Bandyopadhyay R.M., Wood K.S., Wolff M.T., Fritz G.G., Hertz P., Kowalski M.P., Lovelette M.N., Yentis D.J., 2001, *ApJL*, **561**, L183.
- Remillard R.A., McClintock J.E., Sobczak G.J., Bailyn C.D., Orosz J.A., Morgan E.H., Levine A.M., 1999, *ApJ*, **517**, L130.
- Remillard R.A., Muno M.P., McClintock J.E., Orosz J.A., 2002, submitted to *ApJ*, astro-ph/0202305.
- Rodríguez J., Varnière P., Tagger M., Durouchoux P., 2002a, *A&A* **387**, 487.
- Rodríguez J., Durouchoux P., Mirabel F., Ueda Y., Tagger M., Yamaoka K., 2002b, *A&A*, **386**, 271.
- Rodríguez J., Corbel S., Kalemci., Tomsick J.A., 2002, submitted to *ApJ*, paper 1.
- Sánchez-Fernández C., Castro-Tirado A. J., Duerbeck H. W., Mantegazza L., Beckmann V., Burwitz V., Vanzì L., Bianchini A., della Valle M., Piemonte A., Dirsch B., Hook I., Yan L., Giménez A., 1999, *A&A*, **348**, L9.
- Shimura, T., Takahara, F., 1995, *ApJ* **445**, 780.
- Smith D.A., 1998, *IAU Circ.* 7008.
- Smith D.A., Levine, A.M., Remillard R., Fox D., Schaefer R., RXTE/ASM Team, 2000, *IAU Circ.* 7394.
- Smith D.M., Heindl W.A., Swank J.H., 2002, *ApJ*, **569**, 362.
- Sobczak G.J., McClintock J.E., Remillard R.A., Levine A.M., Morgan E.H., Baylin C.D., Orosz J.A., 1999, *ApJ*, **517**, L121.
- Sobczak G.J., McClintock J.E., Remillard R.A., Cui W., Levine A.M., Morgan E.H., Orosz J.A., Baylin C.D., 2000, *ApJ*, **531**, 537.
- Tagger M. & Pellat R., 1999, *A&A*, **349**, 1003.
- Tomsick J.A., Kaaret P., 2001, *ApJ*, **548**, 401.
- Tomsick J.A., Corbel S., Kaaret P., 2001, *ApJ*, **563**, 229.
- Zhang S.N., Harmon B.A., Paciesas W.S., Remillard R.E., van Paradijs J., *ApJ*, **477**, L95, 1997.

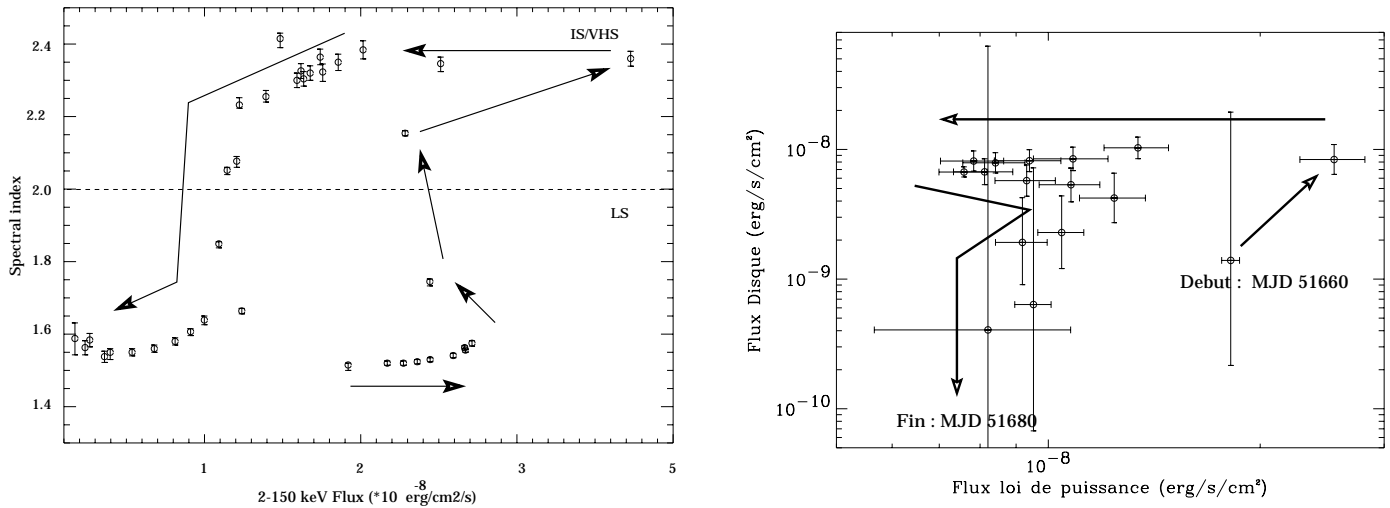


Figure 11.6: Gauche : évolution de l'indice de photon de la loi de puissance en fonction du flux dans la bande spectrale 2–150 keV. Droite : Evolution du flux non absorbé de la composante thermique en fonction du flux non absorbé de la loi de puissance.

11.5 Conclusion : un disque et une couronne découplés à proximité du trou noir ?

La transition semble s'initier d'abord dans la couronne, alors que le disque se rapproche du trou noir. La couronne est alors refroidie par l'augmentation progressive de la luminosité X molle, ce qui explique le pivot du spectre, et la baisse de luminosité X dure. La baisse de luminosité totale lors de la transition est cependant difficile à comprendre dans un contexte où tout serait régi par des variations du taux d'accrétion. En effet, si les deux milieux évoluaient simultanément, lorsque \dot{m} augmente la luminosité totale devrait augmenter. Les délais observés entre les variations associées aux hautes énergies et celles associées au disque, pourrait suggérer que les deux réagissent indépendamment comme il a été proposé, dans d'autres binaires de faibles masses par Smith *et al.* (2002). Cependant, nos résultats favoriseraient plutôt un changement dans l'importance relative des deux milieux. Dans ce cas la brutale transition spectrale pourrait être la signature d'une limite physique liée au système. Cela pourrait traduire, comme le suggèrent Homan *et al.* (2001) une relation avec la taille de la couronne, le rayon de transition d'un ADAF, mais aussi la masse contenue dans le nuage, ou encore le taux de magnétisation.

Lorsque l'on regarde en détail l'évolution des contributions des milieux émetteurs, il semble possible que ce soit une partie du milieu Compton qui soit éjecté. En effet, si l'on associe l'éjection à la transition spectrale, on peut remarquer que ce processus se traduit par une augmentation de l'indice de photon, alors que le flux est constant. Ceci traduit une approche du disque : à mesure que cette composante devient lumineuse, elle refroidit plus efficacement le nuage d'électrons. Si l'on ajoute le fait que les jours suivants (MJD 51660, 51662) le disque semble s'être encore rapproché, on explique mal² comment une partie peut en être éjectée.

De même, lorsque l'on remarque que la décroissance de luminosité après le pic est due à une

²Autrement que par la présence de cycle rapides type trente minutes comme dans GRS 1915+105 . Ce qui

baisse de luminosité de la loi de puissance, à dureté constante, on peut penser qu'une partie du milieu responsable de cette émission disparaît. Vu l'observation d'une éjection discrète, il est tentant d'associer les deux phénomènes. Cependant, l'interprétation d'une disparition de l'un des deux milieux est toujours hasardeuse du fait du choix de modèles lors de l'ajustement des données.

semble exclu ici hormis si par une excessive malchance ces cycles se déroulent toujours en dehors de périodes d'observations

Chapitre 12

L'évolution du QPO dans XTE J1550–564

12.1 Description de la méthode et observations	137
12.2 Article soumis à ApJ : Nature du QPO dans XTE J1550–564	139
12.3 Conclusion	156

12.1 Description de la méthode et observations

J'ai dans un premier temps produit des courbes de lumière à faible résolution temporelle (16 s), dans le but de rechercher d'éventuelles variations de luminosité. Les courbes de lumière couvrant en moyenne 2000 s ne présentent pas de variations notables de flux, ce qui laisse espérer, dans le cas où ils seraient présents, des QPO de fréquences stables. Sur la figure 12.1 sont représentés les spectres de puissance des 12, 30 Avril et 9 Mai 2000, illustrant l'évolution des propriétés temporelles rapides (continuum et QPO) de XTE J1550–564 au cours de la période d'éruption.

Utiliser toute la plage spectrale du PCA permet d'accéder aux paramètres du QPO avec la meilleure confiance statistique possible. Lorsque l'on représente l'évolution de ces valeurs avec le temps (figure 12.2), il semble y avoir une certaine corrélation entre la fréquence et le flux X, alors que la puissance du QPO est inversement proportionnelle au flux X-mou. Dans le cas de GRS 1915+105, la fréquence du QPO est "mieux corrélée" au flux des rayons X mous d'énergie comprise entre 2–5 keV, et 5–13 keV. Dans le but d'étudier cette tendance ici, des observations spectrales présentées au chapitre précédent j'ai estimé les variations de flux dans 4 bandes d'énergie (figure 11.5), et y ai comparé l'évolution de la fréquence du QPO (figure 12.3). Evidemment, vu que l'on compte des photons, cette approche pourrait être biaisée par le fait que plus de photons de basse énergie nous parviennent, donc c'est la fréquence de leur modulation qui sera préférentiellement captée. Ce doute est levé lorsque l'on voit que la modulation a une fréquence qui ne semble pas évoluer dans les bandes d'énergie choisies.

Pour connaître la dépendance en énergie des paramètres du QPO, pour chacune des observations on extrait une courbe de lumière dans quatre bandes spectrales. On obtient les paramètres du QPO en ajustant les spectres de puissance extraits de chacune. On pourra remonter au spectre en énergie (et non plus en amplitude de la modulation en %rms) du QPO simplement en multipliant la luminosité de la source par le taux de modulation dans chacune des bandes spectrales.

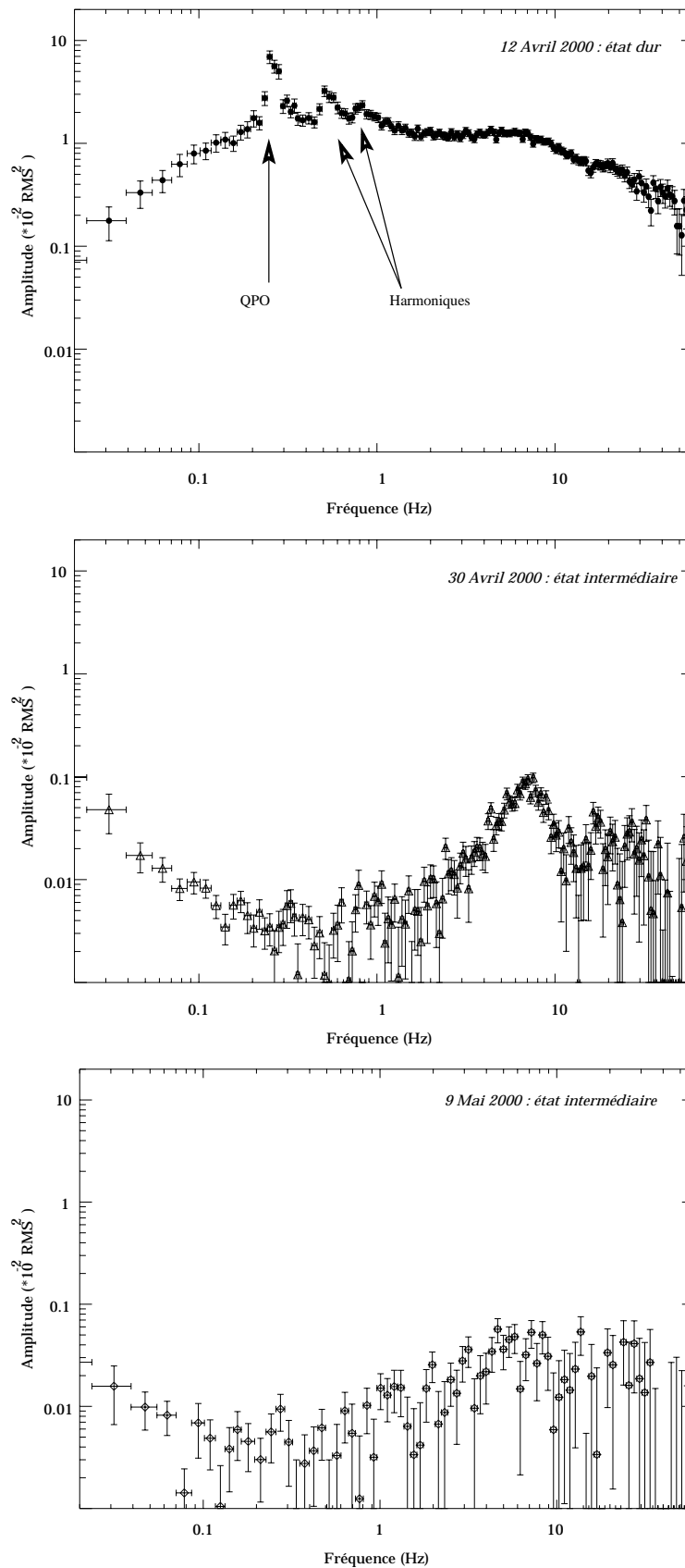


Figure 12.1: Spectres de puissance typiques de XTE J1550-564 durant l'éruption de 2000. De haut en bas on distingue les spectres du 12 Avril, celui du 30 Avril, et celui du 09 Mai.

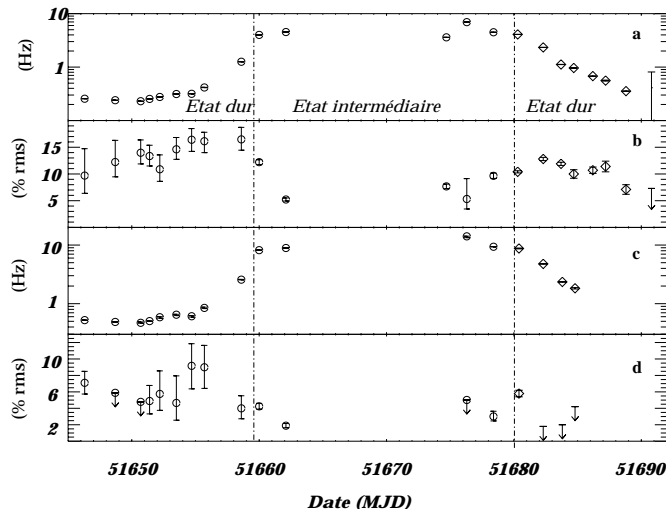


Figure 12.2: Evolution des paramètres des QPO lors de l'éruption de 2000 de XTE J1550–564. a) Evolution de la fréquence du fondamental. b) Evolution de son amplitude rms totale. c) Evolution de la fréquence de la première harmonique. d) Evolution de son amplitude rms.

Les observations et l'analyse en découlant ont été soumis sous la forme d'un article de recherche à la revue Américaine “*The Astrophysical Journal*” (ApJ), qui est inclu ci-dessous.

12.2 Article soumis à ApJ : Nature du QPO dans XTE J1550–564

Résumé de l'article

A partir des méthodes présentées au paragraphe précédent nous étudions dans cet article l'évolution d'un QPO au long de la période d'éruption de XTE J1550–564 . Nous observons deux types de QPO, la distinction pouvant se baser sur des arguments d'origine spectrale. En effet, le premier type est le QPO typique des états durs/intermédiaires, de forte amplitude dans toutes les bandes spectrales, dont la répartition énergétique d'amplitude subit une certaine évolution au cours de l'éruption. Le deuxième type n'est présent que dans l'état intermédiaire. Il n'est détectable que dans la bande 7–15 keV, et y est de faible amplitude. XTE J1550–564 est connue pour présenter au moins trois types de QPO différents (Remillard *et al.* 2002a). Les observations suggèrent qu'il pourrait appartenir au type de QPO labellés A par Remillard *et al.* (2002a), type de QPO généralement associés au QPO de haute fréquence, alors que le QPO de forte amplitude correspondrait au type C.

En se concentrant sur ce dernier type, si l'on étudie l'évolution de la fréquence en fonction du flux (figure 12.3), l'on observe une certaine corrélation avec les luminosité des X-mous (2–4 et 4–7 keV). Cette tendance est aisément compréhensible si l'on associe le QPO avec une fréquence Képlérienne du disque, puisque les X-mou semblent traduire l'évolution du disque (chapitre 11).

Cette relation semble s'inverser dans un cas. Les spectres en énergie correspondant à cette date semblent indiquer que le disque est proche de sa dernière orbite stable, en accord avec la présence de QPO de haute fréquence (chapitre 11). Ici encore, si le flux mou est associé aux variations du disque comme il est généralement admis, ce comportement est alors similaire à l'inversion de corrélation observée dans GRO J1655–40 .

Lorsque l'on produit les spectres en énergie du QPO, il apparaît que ceux-ci semblent requérir une origine autre que le milieu Compton ou le disque. En effet, les variations d'amplitude au long de l'éruption semblent exclure une origine liée à la luminosité du disque. Supposons alors que la modulation d'amplitude dans la bande 15–65 keV provient de l'effet Compton inverse de photons d'énergies plus faibles, comme le suggèrent les analyses spectrales. Si alors on ajuste la loi de puissance tirée des analyses spectrales sur la valeur de la densité de flux du QPO dans la bande 15–65 keV, il semble qu'il y ait un excès puis un aplatissement du spectre vers les basses énergies. Si l'on ajoute un modèle de corps noir, de luminosité faible, et de température raisonnable (1.3 keV), les courbes peuvent être mieux reproduites.

Ces résultats pourraient être interprétés dans le cadre de l'AEI, qui justement prédit l'évolution de la fréquence observée (chapitres 5, 6), ainsi que la présence d'un point chaud, qui serait la signature spectrale de l'onde spirale.

ACCEPTED IN APJ

Preprint typeset using L^AT_EX style emulateapj v. 26/01/00

TIMING ANALYSIS OF XTE J1550–564 DURING THE 2000 OUTBURST REVEALING THE NATURE OF A LOW FREQUENCY QPO

J. RODRIGUEZ¹, S. CORBEL², E. KALEMCI³, J.A. TOMSICK³ AND M. TAGGER¹*Accepted in ApJ*

ABSTRACT

We report on RXTE observations of the microquasar XTE J1550–564 during a ~ 70 day outburst in April–June 2000. We focus here on the temporal properties of the source, and study the presence and the behavior of low frequency (0.1–10 Hz) quasi periodic oscillations (LFQPO) which seem to be of two different types. We focus on the first type (type C) which corresponds to a strong 0.1–6 Hz LFQPO, found to be present in 19 observations. We found that the frequency of the QPO is better correlated with the soft X-ray (≤ 7 keV) flux, than with the hard flux (≥ 7 keV). If soft X-rays represent the behavior of an accretion disk, the relation shows that this low frequency QPO is linked to the disk. We point out an important behavior when the disk may be close to its last stable orbit, where the trend of the QPO frequency–disk radius relation may be inverted. We also that the energy dependence of the QPO amplitude cannot be explained solely by Compton re-processing of photons from the disk, but the QPO also affects the corona. Our results are then compatible with a geometry such that the disk penetrates into the corona. We show how our results can be explained in the context of the Accretion Ejection Instability (AEI), where the QPO would be the manifestation of a hot spot rotating in the disk.

Subject headings: accretion – black hole physics – stars: individual (XTE J1550–564) – X-rays: stars

1. INTRODUCTION

Soft X-ray transients (SXT) are accretion-powered binary systems, hosting a compact object (either a neutron star or a black hole), which spend most of their life in quiescence, and are detected in X-rays as they undergo episodes of outburst. During such a period, a given source can transit through four canonical states defined by its spectral and temporal properties (see e.g. Belloni 2001, for a recent review). The power density spectrum (hereafter PDS) in the low/hard state (hereafter LS) is characterized by strong aperiodic “noise” below ~ 1 Hz, a cut off frequency above which the shape is power law-like. The total fractional variability is high (up to 50–60% rms), and strong ($\sim 15\%$ rms) low frequency QPOs (0.1–10 Hz, hereafter LFQPO) are often observed. The intermediate and very high state (hereafter IS or VHS) have similar PDS, with a fractional variability between 5 and $\sim 20\%$; low and high frequency QPOs are sometimes present (e.g. Remillard et al. 1999, and reference therein; Homan et al. 2001; Miller et al. 2001). In the High State the fractional variability is weak (a few %), and the PDS is power law-like.

XTE J1550–564 was first detected by the *All Sky Monitor* (ASM) on board RXTE, on September 7, 1998 (Smith 1998), as it was transiting from quiescence into a LS. It exhibited, a few days later, one of the brightest flare (~ 7 Crab) observed with RXTE. Extensive spectral analysis is reported in Sobczak et al. (1999) and Sobczak et al. (2000a). Homan et al. (2001), based on the spectro-temporal properties of XTE J1550–564, showed that although the source was generally found in a soft state dur-

ing the second part of the outburst, hard flares and state transitions toward IS and LS could occur over a wide range of luminosity. They interpreted this behavior as the signature of an additional parameter to the accretion rate \dot{M} , needed to parameterize the state evolution over the duration of the outburst. Based both on its spectral and temporal properties, XTE J1550–564 was soon believed to host a black hole rather than a neutron star (Sobczak et al. 1999, Cui et al. 1999). It is however only recently that the mass function has been estimated, leading to a mass of $10.5 \pm 1.0 M_{\odot}$ for the compact object (Orosz et al. 2002), confirming its black hole nature. Low and high frequency QPOs have been detected in some PCA observations (resp. $\sim 0.01 - 20$, and $102 - 285$ Hz), making XTE J1550–564 one of the five black holes binary where high frequency QPOs have been reported (Remillard et al. 1999; Sobczak et al. 2000b; Homan et al. 2001, Miller et al. 2001). Radio monitoring has shown jet features with an apparent motion $\geq 2c$ (Hannikainen et al. 2001), firmly establishing it as a microquasar. After a ~ 9 months outburst, XTE J1550–564 returned to quiescence in June 1999 (MJD 51346).

On 2000 April 6, XTE J1550–564 became active (Smith et al. 2000), after several months of quiescence, undergoing a new episode of outburst, which ended ~ 70 days later. This outburst has been monitored with RXTE. Tomsick, Corbel & Kaaret (2001) (hereafter TCK01) report spectral (RXTE+Chandra) observations during the decay of the outburst, as XTE J1550–564 was returning to quiescence. Kalemci et al. (2001) (hereafter K01) study the temporal behavior of the source over the same period of the outburst, and report on the observation of a 65

¹DSM/DAPNIA/Service d’Astrophysique (CNRS URA 2052), CEA Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France

²Université Paris VII and Service d’Astrophysique, CEA, CE-Saclay, 91191 Gif sur Yvette, France.

³Center for Astrophysics and Space Science, Code 0424, University of California at San Diego, La Jolla, CA, 92093-0424, USA

Hz QPO. They argue that this QPO could be of the same type as the higher frequency (≥ 100 Hz) QPO, and suggest that if the QPO is related to the accretion disk (orbiting clumps, Lense-Thirring precession or diskoseismic oscillations), the frequency of the QPO may indicate that the inner edge of the disk moves outward during the decay of the outburst.

We present here a detailed analysis of the evolution of a LFQPO during the 2000 outburst of XTE J1550-564, from MJD 51644 until MJD 51690. To the previous study of K01 (covering MJD 51680-51690), we add the complete analysis of the LFQPO during the initial (MJD 51644-51678) part of the outburst. The organization of the paper is as follows: we start by presenting the data reduction and analysis method used. We then give a summary of the spectral evolution of the source, which is presented and discussed in details in a companion paper (Rodriguez et al. 2002, hereafter paper 2), and describe the observations and evolution of the LFQPOs in the following part. We discuss our results in the last section of the paper.

2. OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

We reduce and analyze only the dates preceding those presented in K01, *i.e.* from Apr. 12 (MJD 51646) until May 14 (MJD 51678), and will include the results from K01 in the final discussion. Light curves were extracted and analyzed using *LHEASOFT* package v5.1. We restricted ourselves to the time when the elevation angle was above 10° , the offset pointing less than 0.02° , and we also rejected the data taken while crossing the SAA. In addition, the good time intervals (GTIs) were defined when the number of Proportional Counter Units (hereafter PCU) turned on was constant and equal to the maximum available over a given observation. PCA light curves were then extracted from all PCUs that were simultaneously on over a single observation. Different data formats were used for the purpose of our analysis. For program P50134, the low energy light curves (channels 0-35) were extracted from binned data with 2^{-9} s (~ 2 ms) time resolution, and the high energy ones (channels 36-249) from event data with 2^{-17} s ($\sim 8\mu$ s) time resolution, both rebinned to 2^{-7} s (~ 8 ms) time resolution during the extraction. We used the same data format for program P50137, with nominal resolution of 2^{-8} s (~ 4 ms) for channels 0-35, and 2^{-16} ($\sim 16\mu$ s) for channels 36-249. For program P50135, light curves were extracted from binned and event data for the first two observations. After that, the data were accumulated from Event data with 64 spectral channels, and 125μ s temporal resolution (K01), rebinned to 2^{-7} s, during the extraction. For each observation we extracted four light curves in distinct energy channels as reported in table 1. We also extracted whole energy band (2-65 keV) light curves, to follow the evolution of the temporal parameters day by day. Poisson noise corrected power spectra were produced for each observation, with *POWSPEC V1.0* over intervals of 64 s duration, between 0.015 Hz and 64 Hz. We averaged power spectra of observations taken the same day. Geometrical rebinning was applied in all cases.

3. SPECTRAL OVERVIEW OF THE OUTBURST

A precise analysis of the spectral evolution of XTE J1550-564 is given in paper 2. Nevertheless, since the QPO analysis relies on some of the spectral results, we give here a summary of the source evolution, over the period of interest (MJD 51644-51690). PCA+HEXTE spectra were fitted between 3 and 150 keV with a model consisting of interstellar absorption, a smeared Iron edge, and a power law. The absorption parameter N_H was fixed to 0.4×10^{22} cm $^{-2}$ ⁴. From MJD 51658 through MJD 51680, a soft excess becomes visible in the spectra. This component is modeled with a multicolor disk blackbody. It is not detected after MJD 51680. Based on the evolution of the spectral parameters we estimate that XTE J1550-564 has transited from a low hard state (LS, photon index <2) (MJD 51644-51658) into an intermediate state (IS, photon index >2 , thermal component) between MJD 51658 and MJD 51660, as the luminosity increased above a certain level. After the maximum, the luminosity decreases, and a second transition toward a hard state occurs, on MJD 51680, although at a luminosity lower than the first one. The source stayed in a LS at least until the end of our study (Fig. 1). This hysteresis in the outburst lightcurve is similar to the evolution of other black hole sources, like Nova Musca 1991, Cyg X-1, or GX 339-4 (Miyamoto et al. 1995, Nowak et al. 2002), and even neutron star X-ray binaries (e.g. Aql X-1, Maccarone & Coppi 2002).

During the IS the small values of the color radius returned from the fits, and their relative constancy over ~ 10 days suggest that the inner disk is close to its Last Stable Orbit (LSO), in good agreement with the detection of HFQPO which frequency varies little (Miller et al. 2001). We note that during the rise to the outburst the disk contributes little to the X-ray luminosity, whereas it is stronger during the decline (after MJD 51662). The fact that the outburst begins in the IR-optical ~ 8 days before the detection in X-rays (Jain et al. 2001) is compatible with an interpretation involving an accretion disk which inner boundary is far from the black hole. The time delay between IR/optical and the X-ray is compatible with the viscous time required for the inner edge of the disk to approach the black hole. Based on the similarity with GRO J1655-40, Jain et al. (2001) argue that the inner part of the accretion flow may be ADAF-like. However, our spectral analysis suggests that the rise to outburst (MJD 51644-51662) cannot be accounted for only by variations in \dot{M} . The spectral transition occurs at a quasi-constant 2-150 keV flux, which may suggest that the spectral state change represents an independent evolution of the relative contribution of the emitting media, as also mentioned by Reilly et al. (2000) from the analysis of the USA observations of the outburst. In that case the rise to outburst may represent the approach of the inner disk, through a componentizing medium. Although the late behavior of the inner radius is relatively difficult to constrain given the errors on this parameter, the disappearance of the thermal component on MJD 51682, and the similar monotonic decay of the 2-65 keV and 60-150 keV luminosities after MJD 51683 (Fig. 2) favors an interpretation where as the inner edge of the disk moves outward, its maximum temperature drops down to low values. This interpretation is compati-

⁴We note here that recent Chandra observations indicate an higher value of 0.9×10^{22} cm $^{-2}$ (Kaaret et al. , 2002), but the X-rays above 3 keV are not very sensitive to that change (Sobczak et al. 2000, TCK01)

Abs. Channels	Epoch 4 (until May 12, 2000)	Epoch 5
0–9	2 – 4.21 keV	2 – 4.09 keV
10–17	4.21 – 7.56 keV	4.09 – 7.35 keV
18–35	7.56 – 15.19 keV	7.35 – 14.76 keV
36–249	≥ 15.19 keV	≥ 14.76 keV

TABLE 1

ABSOLUTE CHANNELS AND THE CORRESPONDING ENERGY RANGE OVER WHICH WERE EXTRACTED THE LIGHT CURVES

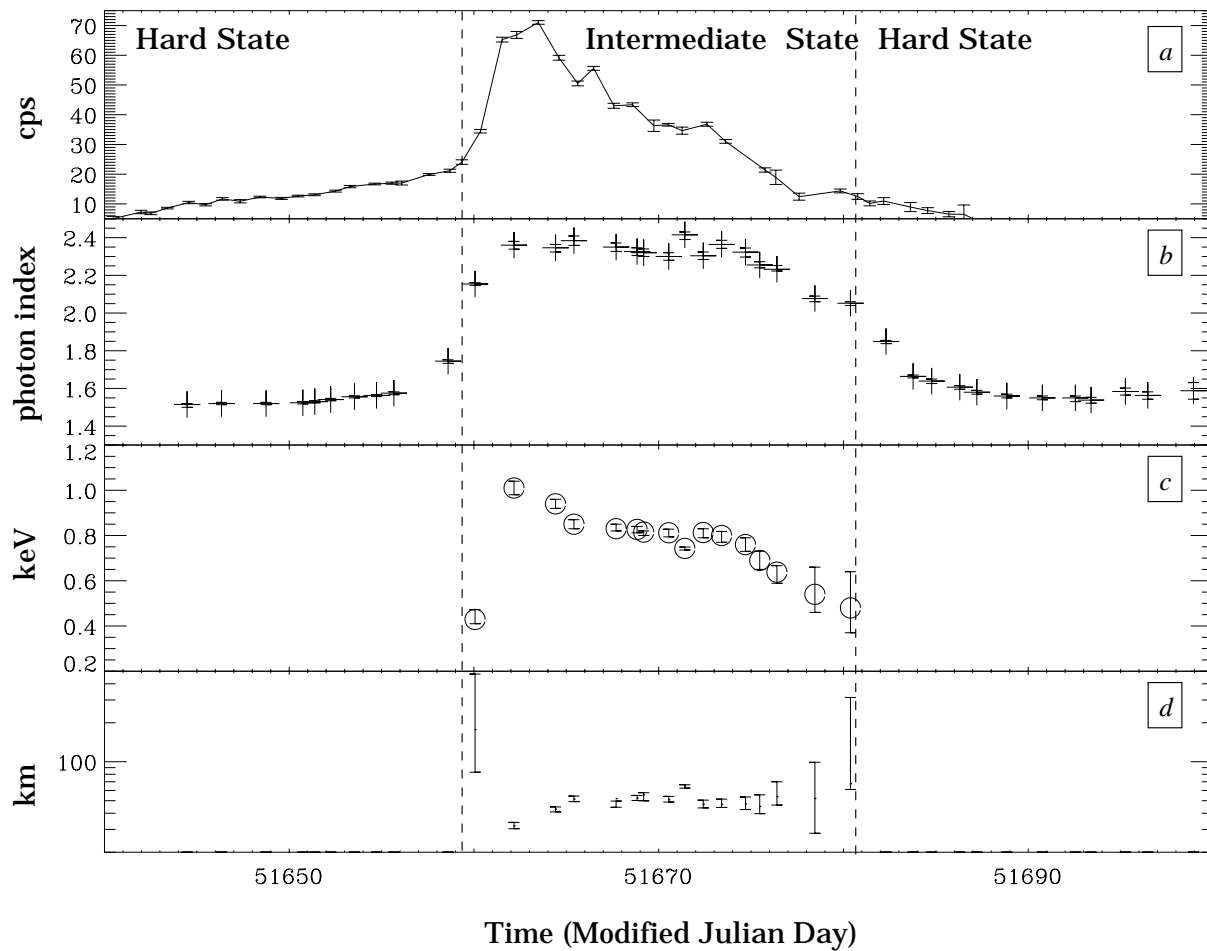


FIG. 1.— *a* : ASM (1.2–12 keV) light curve of the outburst. *b* : Photon index of the power law. *c* : Inner disk temperature. *d* : Inner disk radius (assuming a distance $d=6$ kpc, and an inclination angle to the line of sight $i = 73.1^\circ$).

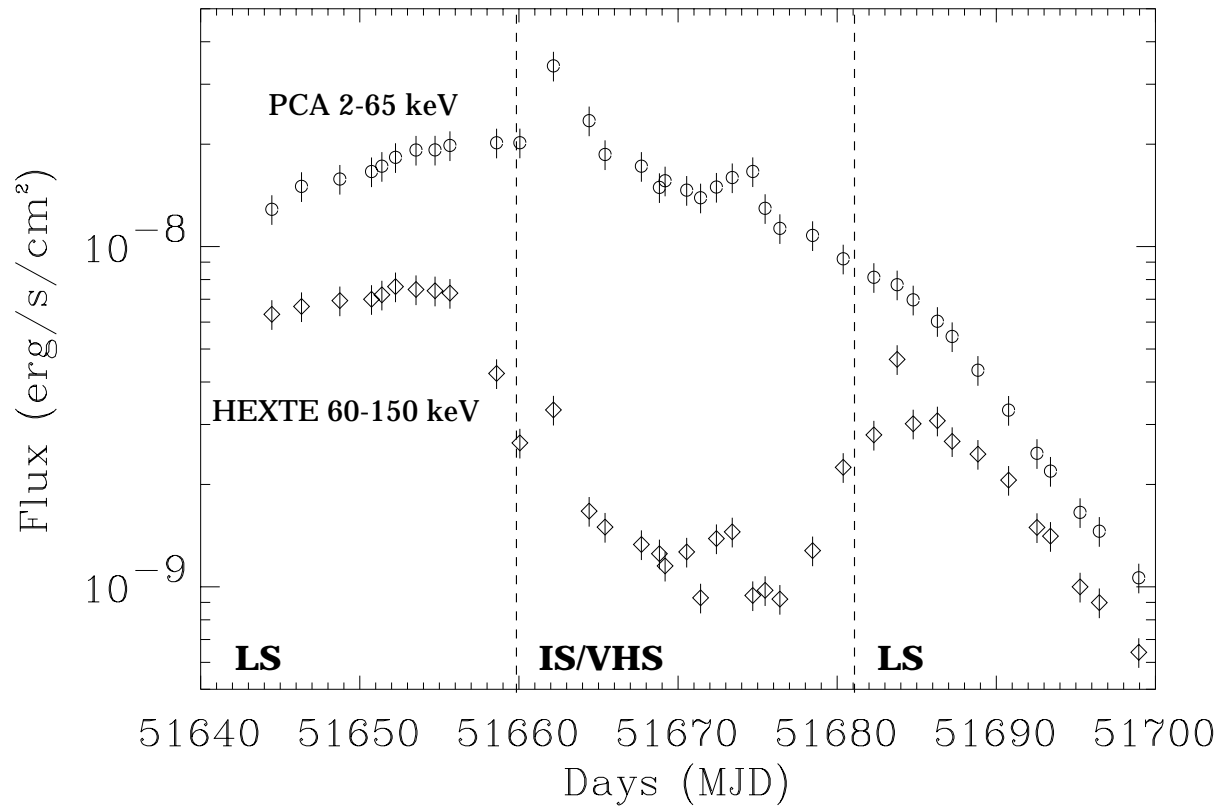


FIG. 2.— PCA 2–65 keV (open circles) and HEXTE 60–150 keV (diamonds) light curves of XTE 1550–564 during the period of outburst showing LFQPO. In both cases vertical dashed lines represent the dates of state transitions. LS stands for the low/hard state, and IS/VHS for the intermediate/very high state.

ble with the observation of a 65 Hz QPO (K01), probably of the same type than the high (100–285 Hz) frequency QPOs. Then, as the amount of soft (thermal) photons decreases, the Compton contribution decays following a similar trend. This favors a decrease of the accretion rate as the origin of the late evolution of XTE J1550–564.

4. TIMING RESULTS

4.1. Power Spectra

We first studied the QPO behavior over the whole outburst, between 2 and ~ 65 keV. The Poisson noise corrected power spectra were fitted between 0.015 and 64 Hz, with a model consisting of broad lorentzians. During the LS, three such features were included in the modeling, whereas during most of the IS, two were sufficient to give satisfactory fits. In all cases, one of the lorentzian was zero-centered, the other(s) representing “bumps” visible in the power spectra at higher frequencies (Fig. 3). Zero-centered lorentzians are usually attributed to shot noise in the modeling of power spectra. However recent studies have pointed out a more general use of this type of model in the cases of black hole binaries (Nowak et al. 2002; Belloni et al. 2002). Indeed the shape of a broad lorentzian is similar to a broken power law : it is roughly flat below a break frequency $\nu_{break} = \sqrt{\nu_{centroid}^2 + (\frac{\Delta}{2})^2}$, where Δ is the FWHM, and $\nu_{centroid}$ is the centroid frequency of the lorentzian returned from the fits. Above ν_{break} the lorentzian decreases roughly as a power law. In addition, some peaked noise is also detected in the 0.1–10 Hz range in most of our power spectra. These features are well fitted by narrow lorentzians of Q values (centroid frequency/FWHM) ≥ 2 leading to consider them as QPOs. In addition, harmonically related QPOs are detected in some observations. The QPO parameters are reported in Table 2, while Fig. 4 shows the evolution of the parameters of the fundamental QPO. The points plotted after MJD 51678 are from K01.

In the 2–65 keV range a strong (up to 16% rms amplitude) LFQPO is visible together with its first harmonic (up to 9% rms amplitude), from the very beginning of the outburst (in the LS), until MJD 51662 (Apr. 28) at the 2–65 keV maximum luminosity in the IS (Fig. 2). We note in some cases the presence of a second order harmonic, but the feature is faint, and not detected in the majority of the PDS. During the first part of the decline (MJD 51664–51672), in the IS, while the energy spectra show the presence of a thermal component with a constant temperature around 0.8 keV (from MJD 51664 until MJD 51674), we detect a 8.5–9 Hz QPO with a rather faint fractional amplitude ($\leq 3\%$) in some observations (Table 2). This feature is not reported in the USA observations of the outburst (Reilly et al. 2001). In some cases we detect a rather broad feature which we don’t consider as a QPO, since it has a Q value ≤ 2 . On MJD 51664, for example, just after the soft X-ray maximum, we detect a broad feature with a centroid frequency 6.51 ± 0.08 Hz, and a Q value equal to 1.7. Broadened features can be due to the presence of a frequency evolving QPO (as it is sometimes the case in GRS 1915+105, *e.g.* Rodriguez et al. 2002a). We verified that it was not the case here by producing a dynamical power spectrum (not shown) which did not show any vari-

able feature. On MJD 51674, while the source remains in the IS, the spectral parameters showing no particular variations, we detect a LFQPO with a rather low frequency (3.60 Hz) compared to the previous day (Table 2), and with a strong amplitude (7.6%). An harmonic is also detected that day, and both features are present in the next 11 observations (MJDs 51675–51690, K01). From Fig. 4 one can see that the frequencies increase during the rise of the outburst, whereas they decrease during the return to quiescence.

The power of the fundamental remains quasi constant during the initial LS, and decreases significantly after the state transition. At the soft maximum on MJD 51662 it has dropped down to $5.2 \pm 0.3\%$ (Fig. 4). During most of the IS the QPO is faint and sometimes undetected (absent?, see also Reilly et al. 2001). For a 1 Hz FWHM QPO, the 3σ upper limit rms amplitude is around 0.5% over that period ($\sim 0.3\%$ on MJD 51664, and $\sim 0.6\%$ on MJD 51671). From MJD 51674 through the end of our study, the trend of the amplitude is rather complex. On MJD 51674 (IS, thermal component, soft photon index), the amplitude is $7.6^{+0.5}_{-0.4}\%$ rms, and that of the harmonic is, as usually observed in SXTs, smaller (Table 2). Interestingly, the following day (MJD 51675, same state, similar parameters) shows a slightly different behavior since the fundamental appears weak in that range ($1.7^{+0.5}_{-0.3}\%$ rms) while the harmonic is stronger ($3.2^{+0.4}_{-0.3}\%$ rms). After that day, the amplitude slowly increases, reaches a local maximum after the state transition (no disk, hard photon index, high energy cut-off) on MJD 51682 (K01), and later decreases. The mean amplitude during that period is slightly lower than that of the initial LS. Given the uncertainties on the harmonic parameters it is difficult to deduce a precise behavior in that case (Fig. 4 and Table 2).

4.2. Spectro-temporal analysis of the LFQPO

In order to study the energy dependent behavior of the QPO, we extracted power spectra in four energy ranges as explained in section 2. All of them were fitted with the same model as previously, starting with the best parameters returned from the fits of the entire range PDS. Due to a poor statistic in the higher range, the ≥ 15 keV power spectra were only fitted between 0.02 and 20 Hz. This last point is not very restrictive, since we only focus on the low frequency QPO parameters, which are not very sensitive to the high frequency part of the power spectrum. The resultant energy dependences of the QPO amplitude (hereafter referred to as “rms spectra”) of the fundamental QPO are plotted on Fig. 5 (from MJD 51680 through MJD 51690 the results are plotted on Fig. 4 in K01).

During the LS (MJD 51646–51662), at the 1σ level, the QPO appears to have a rms spectrum roughly flat between 2 and 15 keV, whereas a possible drop at high energy is visible in all (Fig. 5) except that of MJD 51682 (the spectrum labeled *b* in Fig. 4 of K01), where the rms amplitude increases with the energy. The final spectra presented in K01 (Fig 4c,4d) show a decreasing power with increasing energy. During the IS (MJD 51660–51680) the shape is clearly different. We observe two different behaviors over that period: from MJD 51660–51662, and 51674–51680, while the LFQPO has a amplitude $\geq 5\%$ rms in the 2–65 keV range, the rms amplitude increases with the energy

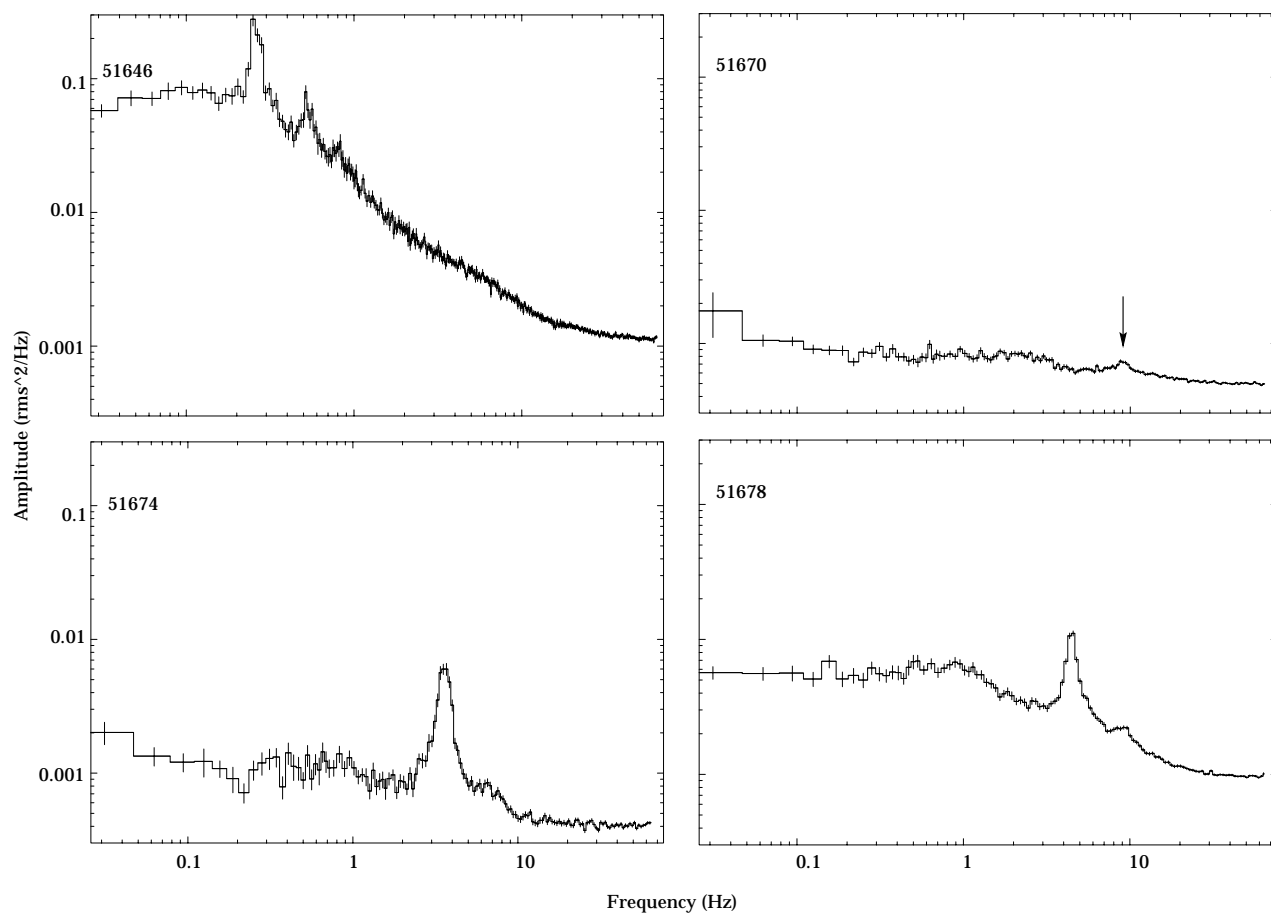


FIG. 3.— Typical power spectra of the source during the two spectral states studied in the course of our analysis. PDS extracted on MJD 51646 (LS), MJD 51670 (IS), MJD 51674 (IS), and MJD 51678 (IS). The graphs are plotted with the same vertical, for comparison. In all cases white noise is not subtracted on the plots. The arrow shows the faint type A/B QPO (see text for details). One can note the similarity between the three strong QPOs, in particular between MJD 51674 and MJD 51678.

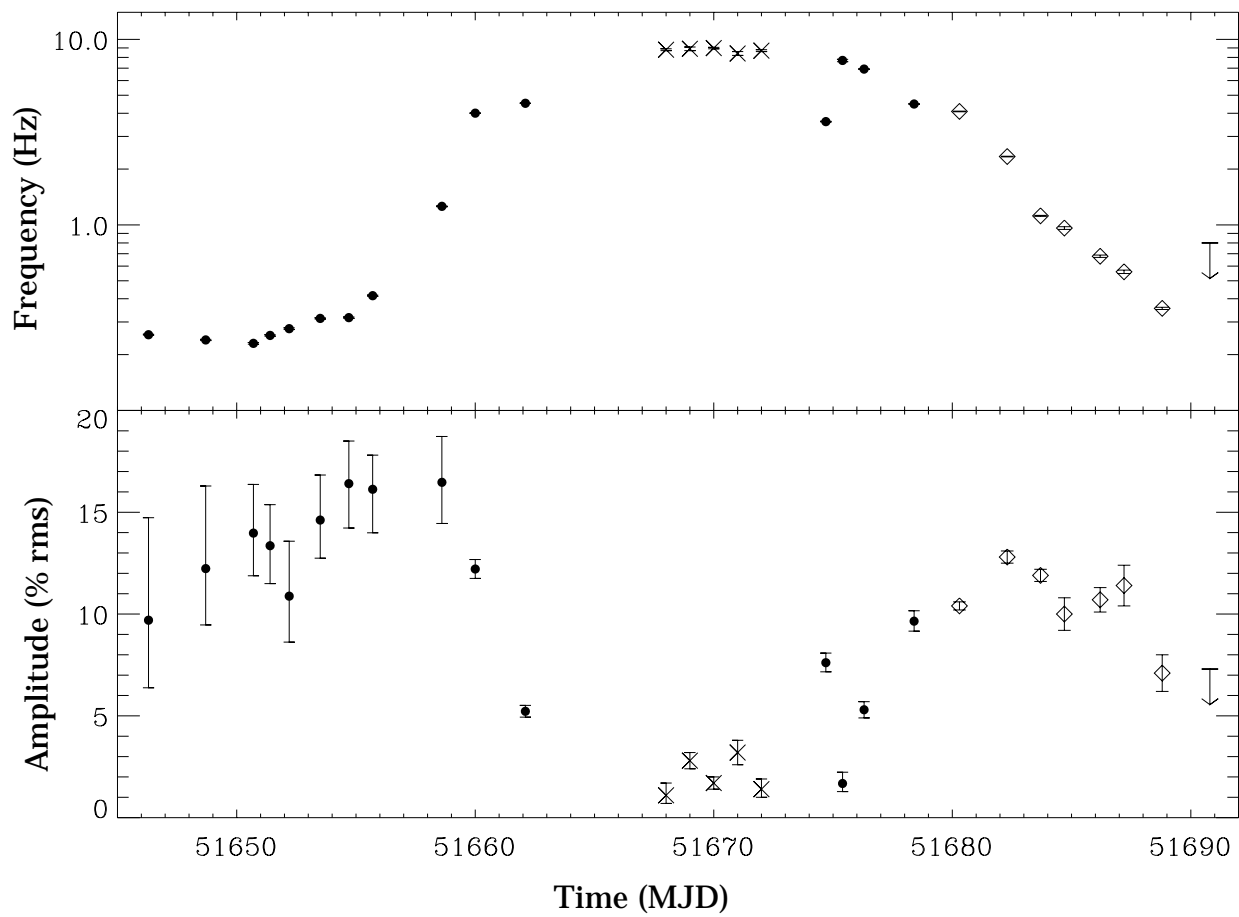


FIG. 4.— Evolution of the LFQPO over the period of outburst. Upper panel represents the evolution of the frequency with time. Lower panel represents the evolution of the fractional amplitude with time. In the two panels, filled circles (this analysis) and diamonds (from K01) correspond to the type C QPO, crosses to the type A/B (see text).

DATE (MJD)	QPO ₁ Freq. (Hz)	Q ₁	rms (%)	QPO ₂ Freq. (Hz)	Q ₂	rms (%)	χ^2 (d.o.f.)
51646.3	0.255 ± 0.001	11.2	9.7 ^{+5.0} _{-3.3}	0.523 ^{+0.006} _{-0.005}	5.6	7.1 ^{+1.4} _{-1.3}	176.8 (142)
51648.7	0.230 ± 0.001	9.9	12.2 ^{+4.0} _{-2.8}	0.487 ± 0.006	9.7	< 5.9	177.3 (146)
51650.7	0.230 ± 0.002	5.6	13.9 ^{+2.4} _{-2.1}	0.47 ± 0.01	9.4	< 4.78	165.3 (146)
51651.4	0.253 ± 0.002	5.2	13.3 ^{+2.0} _{-1.9}	0.504 ^{+0.008} _{-0.007}	7.8	4.8 ^{+1.9} _{-1.6}	209.7 (146)
51652.2	0.275 ± 0.002	8.2	10.8 ^{+2.7} _{-2.2}	0.58 ^{+0.01} _{-0.02}	6.0	5.7 ^{+2.8} _{-2.0}	166.5 (146)
51653.5	0.313 ± 0.002	5.7	14.6 ^{+2.2} _{-1.9}	0.64 ^{+0.01} _{-0.02}	9.2	4.6 ^{+3.3} _{-2.7}	144.9 (146)
51654.7	0.316 ± 0.002	4.2	16.4 ^{+2.1} _{-1.2}	0.61 ^{+0.01} _{-0.02}	3.0	9.1 ^{+2.7} _{-2.8}	178.9 (146)
51655.7	0.415 ± 0.003	6.3	16.1 ^{+1.7} _{-2.1}	0.84 ± 0.02	3.2	9.0 ^{+2.6} _{-2.6}	187.9 (146)
51658.6	1.26 ± 0.01	8.1	16.5 ^{+2.2} _{-2.0}	2.57 ± 0.02	13.3	4.0 ^{+1.5} _{-1.3}	192.8 (146)
51660.0	4.003 ± 0.005	10.2	12.2 ^{+0.5} _{-0.5}	8.18 ± 0.03	8.62	4.2 ± 0.3	210.8 (146)
51662.1	4.53 ± 0.01	10.7	5.2 ± 0.3	8.91 ± 0.05	8.6	1.8 ^{+0.3} _{-0.2}	289.3 (146)
51668.8	8.8 ± 0.1	9.1	1.1 ^{+0.6} _{-0.4}				118 (122)
51669.1	8.9 ± 0.2	2.2	2.8 ^{+0.5} _{-0.4}				83.95 (74)
51670.5	9.0 ± 0.1	5.6	1.7 ± 0.3				183.4 (151)
51672.4	8.7 ± 0.1	5.9	1.4 ^{+0.5} _{-0.4}				176.7 (151)
51674.7	3.60 ± 0.01	6.0	7.6 ^{+0.5} _{-0.4}	6.6 ± 0.1	2.4	3.6 ± 0.4	99.21 (104)
51675.4	7.7 ± 0.1	9.9	1.7 ^{+0.5} _{-0.3}	16.8 ± 0.2	4.0	3.2 ^{+0.4} _{-0.3}	111.4 (104)
51676.3	6.92 ± 0.02	9.9	5.3 ± 0.4	14.0 ± 0.3	> 4.2	≤ 4.8	126.3 (101)
51678.4	4.48 ± 0.01	6.9	9.6 ± 0.5	9.36 ± 0.07	8.1	3.0 ^{+0.6} _{-0.5}	155.6 (146)

TABLE 2

BEST FIT PARAMETERS FOR THE LOW FREQUENCY QPO, AND ITS HARMONIC, WHEN PRESENT. SEE THE TEXT FOR THE DETAILS OF THE MODELING. THE DATES AFTER MJD 51680 (INCLUDED) ARE REPORTED IN K01. THE FREQUENCY IS THE CENTROID FREQUENCY, AND Q IS THE RATIO (CENTROID/FWHM).

up to the 7 – 15 keV range, and then decreases. All rms spectra are dominated by the relative contribution of the 7 – 15 keV range (Fig. 5, and 4a from K01). From MJD 51664 through MJD 51674, the 8.5 – 9 Hz feature appears weak in the 2–65 keV band ($\leq 5\%$). When we look the energy dependence of its fractional amplitude, it is detected only in the 7–15 keV range, at a weak level ($\leq 5\%$), and it is not visible in the other energy bands.

4.3. Evolution of the 0.1-6 Hz QPO frequency with the flux

From the correlations found between spectral parameters and the LFQPO parameters in the case of GRS 1915+105 (Markwardt et al. 1999; Munro et al. 1999; Rodriguez et al. 2002b) which indicate a relation between the QPO frequency and the disk properties, Rodriguez et al. (2002a) have proposed that the QPO had its origin in the disk, although the fractional amplitude of the modulation is largest at high energy. Given the errors on the disk inner radius returned from the fits (Fig. 1), and the small number of data points showing a QPO, the frequency-radius correlation can not be explored further here. Therefore, we focus first on the dependence of the QPO frequency with the flux, which also allows us to study the QPO behavior over the whole data set. The evolution of the QPO frequency with the flux in different energy bands is plotted on Fig. 6, for the whole period of outburst.

For both epochs the evolution of the frequency correlates better with the 2–4 and 4–7 keV band fluxes. However, there is some slight differences between the two epochs. During the rise to outburst the evolution of the frequency

with the flux starts out flat, and then becomes linear (on a log-log plot), whereas during the decline it starts linear. In both cases, the evolution reaches a plateau after the linear part. During the decay, after the plateau the frequency decreases from 7.7 ± 0.1 to 3.60 ± 0.01 (6). The plot shows two opposite behaviors as the flux increases. These trends are less pronounced in the $\sim 7 - 15$ keV range, and are clearly different above 15 keV (Fig. 6). During the decline, if the evolution of the soft flux follows the behavior of the disk radius, as also suggested by our spectral analysis, then the energy dependent frequency behavior, favors an interpretation where the LFQPO is somehow related to the evolution of the disk. The observed trend during the rise to outburst may rule out this interpretation. During the very beginning of the outburst, the QPO frequency remains almost constant while the flux is increasing. Here, however, the spectral evolution of the source can not be accounted for only by variations of the accretion rate (and the disk inner radius alone), but requires another parameter (Sec. 3 and paper 2). This could then reflect the influence of the corona, which contributes strongly to the source luminosity in this period, whereas the disk contribution is faint. This is also compatible with the observation of the same frequency QPO at different fluxes during the rise and the decay, possibly reflecting the source spectral hysteretic pattern.

The plateau and the inversion of the slope (Fig. 6) occur at high soft flux ($\geq 2 \times 10^{-9}$ erg cm⁻² s⁻¹) at times where the disk reaches the highest temperatures, and contributes the most to the energy spectra, meanwhile the power law contribution has decreased significantly (Fig. 2). This occurs when the source luminosity has started to

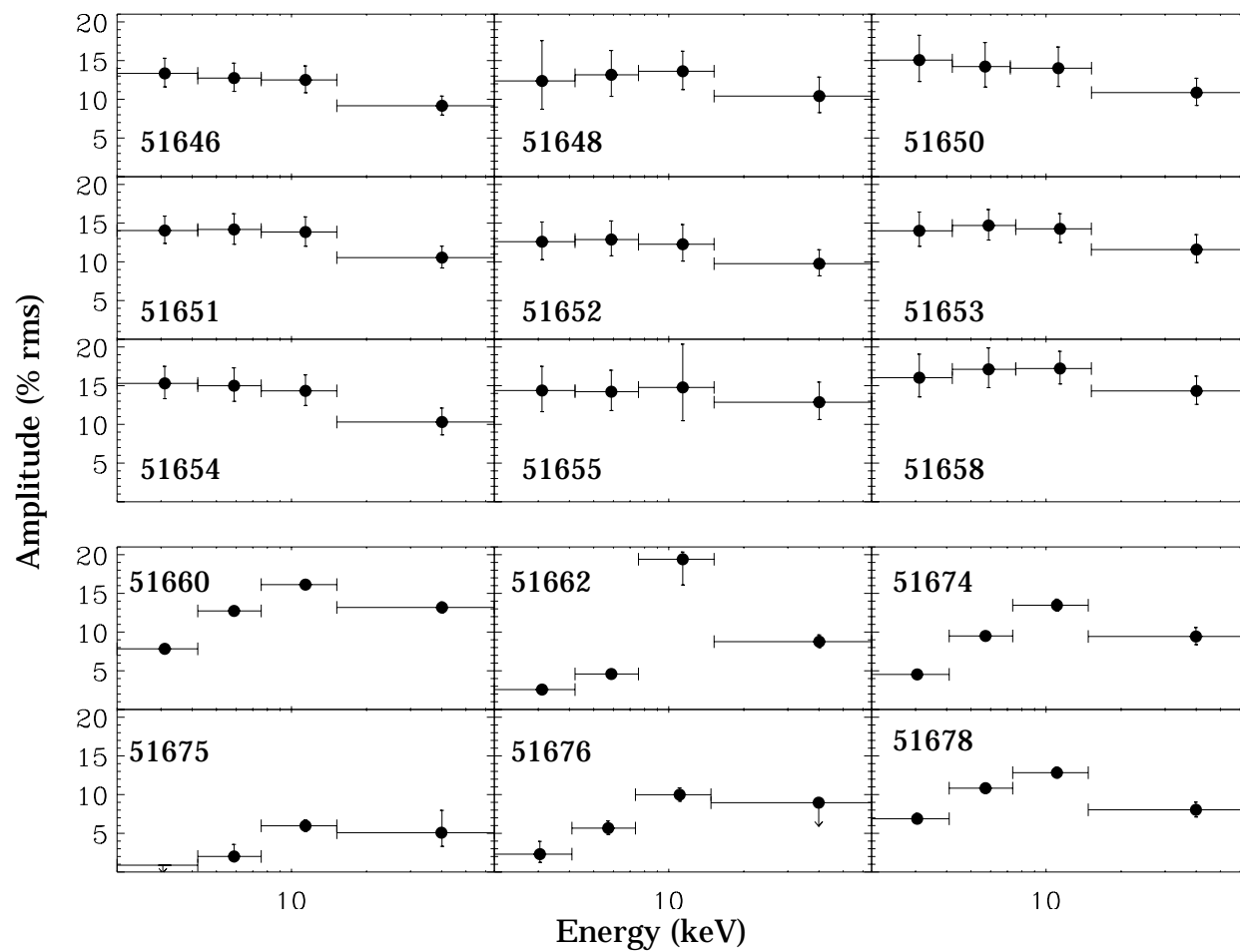


FIG. 5.— Energy dependence of the LFQPO rms amplitude (%) during the rise to outburst. The panels are time ordered from left to right, and from top to bottom. From MJD 51646 through MJD 51658 the source is in the LS (upper group), and later it is found in the IS (lower group), until MJD 51680. The spectra after MJD 51678 are reported in K01 on Fig. 4 a (IS), b, c, d (LS).

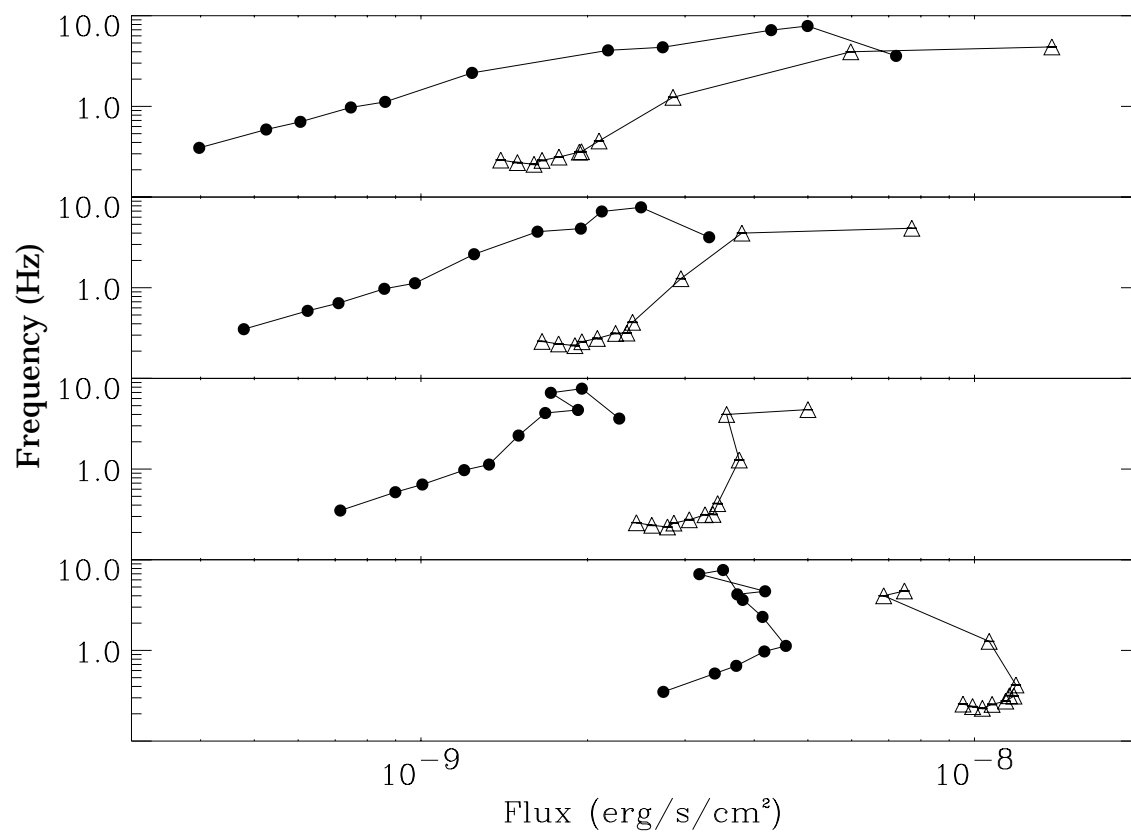


FIG. 6.— Evolution of the QPO frequency with the flux in the four PCA bands defined in the text, *i.e.* from top to bottom 2 – 4 keV, 4 – 7 keV, 7 – 15 keV, and above. Triangles correspond to the rising part of the outburst (MJDs 51646–51662), and filled circles to the decay (MJDs 51674–51690).

decline, after a period of relatively constant inner radius (Fig. 1). The overall spectral behaviors of XTE J1550–564 after MJD 51674 indicates that the disk is probably moving outward (Sec. 3). This is the first time that the evolution of a LFQPO frequency is not a monotonic decay during a decline of an outburst phase.

5. DISCUSSION

5.1. Two Different types of LFQPO's ?

The LFQPOs in XTE J1550–564 can be separated in three types (Remillard et al. 2002a, and references therein). The two first types, namely type A and type B, corresponds to broad QPOs, with a rather faint fractional amplitude (a few %). Both types have constant centroid frequencies, and they are usually observed simultaneously with HFQPOs. Type C corresponds to narrow ($Q \geq 10$) QPOs with variable frequency. They are usually not simultaneous with HFQPOs. Fig. 3 shows 2–65 keV power spectra extracted on MJD 51646 (strong LS LFQPO), MJD 51670 (weak IS QPO), and on MJD 51674 (strong IS LFQPO). The strong QPOs we observe here, are likely to be of type C (see also the discussion in Reilly et al. 2001).

The ~ 8 Hz faint QPO appears at times where the soft bands are dominated by the thermal component (Sec. 3). Therefore, the non detection of the QPO in the soft bands could simply reflect the fact that the disk photons are un-modulated, making then the QPO appear fractionally weaker. However, the type C LFQPO has an amplitude systematically higher than 5% rms, whereas the ~ 8 Hz QPO has an amplitude systematically lower (2.8% at maximum). This is also true in the 7–15 keV range, where although the fractional amplitude of the ~ 8 Hz of QPO is found to be maximum, it is always lower than that of the type C QPOs. This differences are observed within the same spectral state (there is no noticeable spectral evolution between MJD 51672 and MJD 51674), also in the 7–15 keV range, which is weakly affected by the disk variations. This suggests that the QPOs are of different types. The lack of (detected) harmonics may further confirm the QPO difference, although they might not be detected due to a too faint fractional amplitude.

The ~ 8 Hz QPO has a constant frequency, its rms amplitude is lower. It is also usually broader than the type C, although this later can have low Q values (Table 2). In addition, it is observed at the same time that HFQPOs are observed (Miller et al. 2001). This indicates that the ~ 8 Hz QPO is of type A/B, and the strong one, as mentioned previously, of type C (although we have not studied the time lag and can thus not further confirm this classification). For these reasons, we will not include the type A/B QPO in our analysis. Furthermore, the non detection of this feature in the lowest energy bands prevent any spectral study of this QPO as the one presented below.

5.2. Evolution of the frequency with spectral hardness

When we consider the evolution of the QPO frequency with the hard (≥ 15 keV) flux there is no simple proportionality (Fig. 6). Here the trend of the evolution is very similar to what is observed during the low state outburst of the black hole X-ray transient XTE J1118+480 (Wood et al. 2000), although in the 2–10 keV range. In that

case, these authors suggest that the change in QPO frequency at constant 8–25 keV power law components may track changes in the accretion disk. This interpretation is compatible with our observations, and also with the observations of the black hole candidate GX 339–4. During observations of this source in the LS, there is no simple proportionality between the QPO frequency and the flux (Nowak, Wilms & Done, 1999), at times when GX 339–4 shows no significant evolution toward higher luminosity state. In order to study the possible relationship between QPOs and spectral hardness, we plotted on Fig. 7 the evolution of the QPO frequency vs. the photon index returned from the fits.

The increase of QPO frequency corresponds to a steepening of the power law component. This is very similar to what is observed in the case of GX 339–4 (Revnivtsev et al. 2001), although the variations of the QPO frequency in that source are of smaller amplitudes. Similarly, Di Matteo & Psaltis (1999) have studied such a relationship in the case of 10 black hole X-ray binaries (although most of the points come from the 1998 outburst of XTE J1550–564), and showed that in general the frequency of the QPO increases when the sources soften. In XTE J1550–564, the trend of the frequency vs. photon index is almost identical in the rising part and in the decay (Fig. 7), whereas when we compare the frequency evolution with the flux (Fig. 6), we observe the same QPO frequency at different fluxes (in all the spectral bands). As discussed in Revnivtsev et al. (2001), these observations can be understood easily if we assume the LFQPO is somehow connected to the Keplerian frequency of the inner boundary of the accretion disk. In that case, the steepening of the power law represents the cooling of the corona due to an increasing amount of soft thermal photons, as the disk is moving inward, and vice-versa during the decay. Di Matteo & Psaltis (1999) further suggest that the comptonizing medium could serve as an amplifier to the modulation. It could then be possible to understand why the QPO amplitude is strongest when the contribution from the Compton medium is high (Fig. 4), i.e. during the rising part of the outburst (Fig. 2 and paper 2).

5.3. Energy Spectra of the LFQPO

The energy dependence of the rms amplitude of the type C QPO is plotted for each observation in Fig. 5. We can clearly distinguish two different behaviors which appear to be related to the source spectral state. During the initial LS, the spectra of the QPO are flat below 15 keV, and possibly show a drop above this energy. At the state transition, on MJD 51660 and during the whole IS, the rms spectra peak in the 7–15 keV range (Fig. 5, and 4a from K01). During the declining LS, the rms spectra decrease with increasing energy (Fig. 4c, and 4d in K01), whereas at the state transition the spectrum seems to increase with the energy (Fig 4b K01), although the errors also allow a constant to fit the data.

From Fig. 5, one can see that the rms amplitude evolution of the QPO in the lowest energy range, i.e. 2–4 keV and 4–7 keV, is strong when the disk component is undetected in the PCA spectral band, whereas when the thermal component is needed in our spectral fits (paper 2 and Sec. 3) the rms amplitude is very low in these spec-

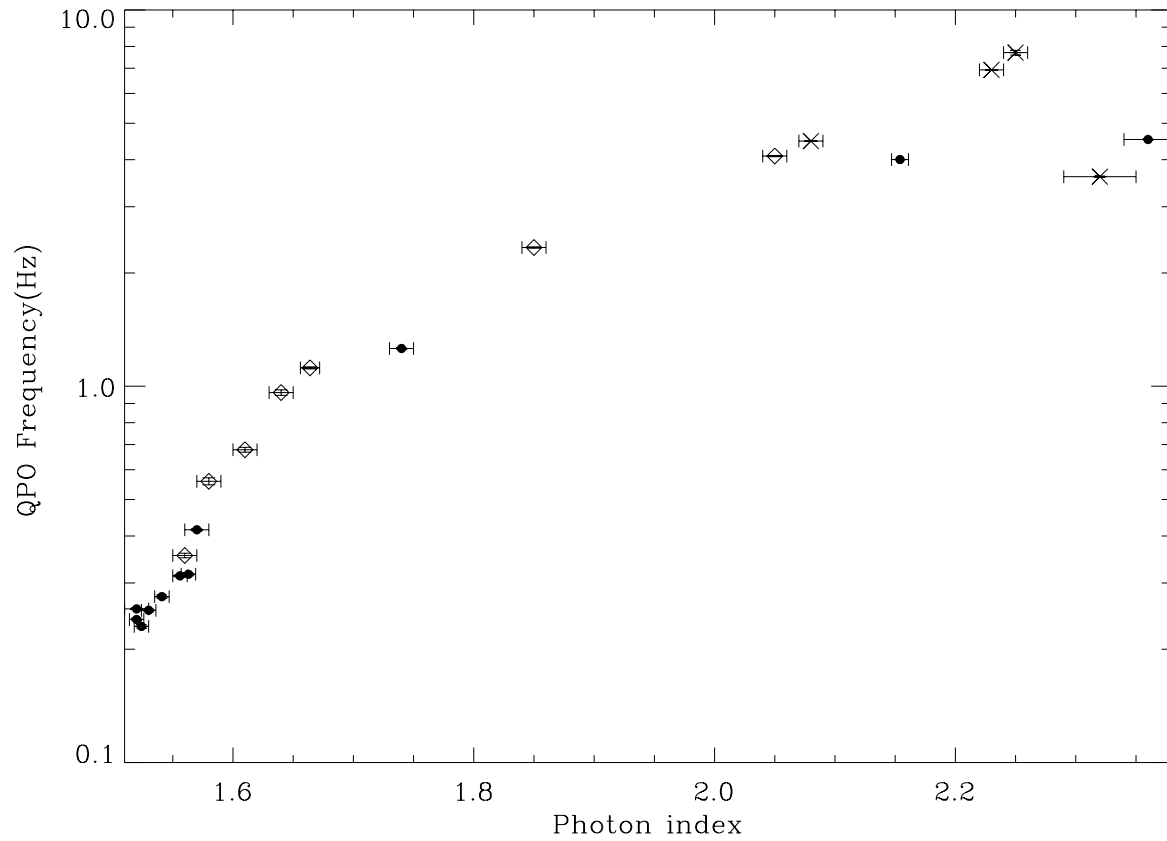


FIG. 7.— Evolution of the QPO frequency with the photon index returned from the spectral fits (paper 2). Filled circles represent the initial rise to outburst, whereas crosses (this analysis) and diamonds (frequencies from K01) represent the decay.

tral bands. Similarly, the QPO is strong, in the 2 – 4 and 4 – 7 keV bands, when the spectrum is dominated by the power law (with a hard photon index of ~ 1.5), whereas when the power law has a softer photon index (from MJD 51660 through MJD 51678 Fig. 1), the QPO amplitude becomes fainter (see also Fig. 4). Once again, this suggests a strong coupling between the Compton medium and the amplitude of the modulation (as also suggested in the previous section).

The shape of the energy dependence of the QPO amplitude during the IS (MJD 51662, 51675 and 51676, Fig. 5), in particular the low fractional amplitude in the low energy ranges observed at times where the disk contributes the most to the energy spectra, may come from the dilution of the power law by the soft component flux. This would suggest that the disk photons are un-modulated, whereas the Comptonized photons contain the modulations. On the other hand, during the LS, when all the luminosity comes from the Compton medium (paper 2), the energy dependence of the amplitude is not constant, and may be decreasing with the energy (Fig. 5).

5.4. Comparison to Theoretical Models

The relation between the QPO frequency and the soft flux (widely reported in the literature, by e.g. Muno et al. 1999; Sobczak et al. 2000; Rodriguez et al. 2002a,b; see however Wood et al. 2000 in the case of XTE J1118+480, and Nowak et al. 1999 in the case of GX 339–4) suggest that the QPO is somehow linked to the variations of the inner edge of the disk. However, these LFQPO are strong when the spectra are dominated by the Comptonized component.

The presence of LFQPO can be explained with the presence of an oscillatory shocked boundary layer between the cold accretion disk and an inner hot accretion flow (Chakrabarti & Titarchuk 1995). In that model, the cold disk produces the thermal photons, part of which are Compton up-scattered by the inner hot region. Molteni, Sponholz & Chakrabarti (1996), and Chakrabarti & Manickam (2000), have shown that the transition layer (CEN-BOL for CENTrifugal dominated BOundary Layer) could be a site for producing HFQPO and LFQPO. The QPO would represent some radial oscillations of this region. In that case, it is easy to understand the relationship between LFQPOs and the Comptonizing medium, since it is expected in shock oscillations that the soft photons emitted by the disk contribute little to the modulation (Chakrabarti & Manickam 2000). Then the brighter the disk is (the larger the number of soft photons), the lower the amplitude is. This models also predicts that the QPO frequency should be comparable to the free fall time scale in the inner hot region (Molteni et al. 1996, Nandi et al. 2001). Then, as the transition radius decreases, the QPO frequency should increase, as generally observed in SXTs. In that case, when the transition radius is far from the black hole, we could observe the LFQPO, and HFQPO when this region gets closer. However, as also discussed in Reilly et al. (2000), it is difficult to explain both the HFQPO and the LFQPO with the same mechanism, when both types are present simultaneously (which is the case for type A/B QPOs, but also sometimes for type C, see

Remillard et al. 2002a). Furthermore, the inverted relation between the LFQPO frequency and the disk inner radius clearly seen in the case of GRO J1655–40 (Sobczak et al. 2000; Rodriguez et al. 2002b), and the possible inversion of the trend seen in XTE J1550–564 (Fig. 6) is hardly understandable in the framework of shock oscillations. It is unlikely, also, that this type of model can reproduce the observed energy dependences of the QPO amplitude. In such model we should expect the amplitude to increase with the energy (or at least be lower in the softer band, Chakrabarti & Manickam 2000), as usually observed in the case of HFQPO (e.g. Morgan Remillard & Greiner 1997), whereas it is clearly not the case here.

A temperature gradient of the corona could explain the observed dependences, as discussed by Lehr et al. (2000), and Tomsick & Kaaret (2001). In that case the QPO is produced by the comptonization of soft modulated photons. Then, the shape of the energy dependence of the fractional amplitude will depend on the location of the QPO seed photons relative to the corona. When the QPO is emitted in the hottest region of the corona, the amplitude will increase with the energy, whereas when the QPO is emitted in cooler regions there is a maximum in the energy dependence of the amplitude. Although in that model the origin of the modulation is not specified, the important point is that here the source of the modulated photons moves relatively (in) to the corona. The shape of the rms spectra is then determined by the location of the QPO relative to the corona.

The presence of LFQPOs can also be explained in the context of the Accretion Ejection Instability (AEI, Tagger & Pellat 1999). This instability occurs in the innermost region of an accretion disk threaded by vertical magnetic field lines. When the ratio between thermal pressure and magnetic pressure $\beta = 8\pi p/B^2 \sim 1$, a spiral density wave develops between the inner edge of the disk and the corotation between the wave and the gas. The spiral rotates at 10 – 30% of the Keplerian frequency at the inner edge of the disk. Its role is to extract energy and angular momentum from the inner regions, and transport them toward a vortex, created at its corotation radius. There, energy and angular momentum can be emitted perpendicular to the disk, in the form of Alfvén waves (Varnière & Tagger, 2002). Hence, the AEI could give power to a jet, or a coronal wind. In that framework, the QPO would be the observational manifestation of the spiral (\sim a hot point), as it rotates in the disk.

One of the interesting aspects of that model is that it is possible to understand the connection between the compact jet, the corona, and the QPO (see the discussion in Reilly et al. 2000). When focusing on the QPO properties, one would expect the frequency ν of the QPO to increase, when the disk radius r_{int} moves closer to the compact object as a Keplerian frequency $\nu \propto r^{-3/2}$. We have shown (Varnière, Rodriguez & Tagger, 2002) that due to general relativistic effects this relation is modified whenever the disk is close to its last stable orbit (LSO) (i.e. at a few R_G from the black hole). The observational manifestation is that the evolution of the QPO frequency does not follow a Keplerian law but its relation with the disk inner radius inverts. It may then be possible to explain the opposite behavior observed in the case of GRO

J1655–40, compared to GRS 1915+105 (Rodriguez et al. 2002b). In the case of XTE J1550–564, if the disk is close to the LSO (as suggested by our spectral analysis) during the IS, and on MJD 51674 when the QPO re-appears, the decrease of the QPO frequency after the plateau (Fig. 6) might have the same origin as the frequency-radius inversion of the correlation observed in the case of GRO J1655–40 (Sobczak et al. 2000b; Rodriguez et al. 2002b), and is as expected from the theoretical predictions of the AEI (Varnière et al. 2002). As the disk is moving outward (decaying soft luminosity, and no detection of the thermal component during the final LS), the frequency of QPO decreases as expected when relativistic effects are negligible. This would be the first observation of a source showing the “opposite” trend as the disk is close to the black hole, and the normal relation when it is further out.

However, this model predicts that locally in the disk a hot spot should form. One could then argue that this hot spot should be detectable in the energy spectra of the source. We have suggested in the case of GRO J1655–40, that the anomalously low values of the radius returned from the fits may hide the signature of a hot spot (Rodriguez et al. 2002b). Here, the detection of the hot spot in the spectra is not so obvious, since no such anomalous values are found (paper 2). Although the amplitude of the QPO is high (especially in the LS), part of the modulated flux would come from the up-scattering of the hot spot photons by the corona. That means that not all the modulated photons should form a blackbody spectrum, but the majority might be found with a powerlaw like spectrum, like the thermal photons emitted by the disk. Then it would be possible that the hot spot might be drowned in the total emission. Furthermore, the exact size of the hot spot is not known, so that it is not possible to estimate its net flux and compare it with the observations.

6. CONCLUSION

We have reduced a complete set of RXTE observations and presented here the timing analysis of XTE J1550–564 during its 2000 outburst.

- We have observed and followed the evolution of a LFQPO over the outburst, and shown that it is linked to the accretion disk, i.e. that the frequency of the QPO is linked to geometrical changes of the disk.

- One of the most important results is that we observe two different behaviors of the frequency vs spectral parameters : when the disk is far from the black hole, the QPO frequency follows an evolution correlated with the soft flux (inner radius), whereas, when the disk is close to the LSO, the trend seems inverted.
- The rms spectra of the QPO may suggest that the QPO has a location relative to the corona, that changes as the source evolves. This would favor a geometry such that the disk penetrates in the corona.
- We have shown that it is unlikely, here, that the QPO originates at a transition radius between the cold disk and a inner hot flow, like the CENBOL.
- The theoretical predictions of the AEI match many of the observational constraints, starting with the non trivial evolution of the QPO frequency with the flux.

Future work dedicated to the study of QPO frequency evolution vs. spectral parameters in microquasars, also in multiwavelength campaigns, should bring important clues on the QPO mechanism, and their link with accretion and ejection processes. We should add that studies of the energy dependence of QPOs have shown that their spectral behavior may not be unique (see the discussion in K01), and that other mechanisms could explain different types of QPOs.

Future work dedicated to the spectral dependence of the QPO, including studies of other sources should allow for further tests of the assumptions and theoretical predictions of the models. In that view, the study of very steady sources (*i.e.* sources where the state and flux remain constant over large intervals) may allow to produce better resolution QPO spectra by averaging large amounts of data together. Also, the simultaneous use of INTEGRAL and RXTE data should allow to obtain the QPO behavior up to high energies, constraining better the spectra of QPO.

J.R. would like to acknowledge Ph. Durouchoux for careful reading of the manuscript and useful comments. This research has made use of data obtained through the High Energy Astrophysics Science Archive Center Online Service, provided by the NASA/ Goddard Space Flight Center.

REFERENCES

- Belloni T., 2001, proceedings of the JHU/LHEA workshop, “X-rays from Accretion onto Black Holes”, June 20-23 / astro-ph 0112217.
 Belloni T., Psaltis D., van der Klis M., 2002, ApJ, 572, 392.
 Chakrabarti S.K., Titarchuk L. G., 1995, ApJ, 455, 623.
 Chakrabarti S.K., Manickam S.G., 2000, ApJ, 531, L41.
 Cui W., Zhang S.N., Chen W., Morgan E.H., 1999, ApJ, 512, L43.
 Esin, A.A., McClintock J.E., Narayan R., 1997, ApJ, 489, 865.
 Fender R.P., Pooley G.G., Brockopp C., Newell S.J., 1997, MNRAS, 290, L65.
 Hannikainen D., Campbell-Wilson D., Hunstead R., McIntyre V., Lovell J., Reynolds J., Tzioumis T., Wu K., 2001, Ap& SS, 276, 45.
 Homan J., Wijnands R., van der Klis M., Belloni T., van Paradijs J., Klein-Wolt M., Fender R.P., Méndez M., 2001, ApJS, 132, 377.
 Jain R.K., Baylin C.D., Orosz J.A., McClintock J.E., Remillard R.A., 2001, ApJ, 554, L181.
 Kalemci E., Tomsick, J. A., Rothschild R. E., Pottschmidt K., Kaaret P., 2001, ApJ, 563, 239, **K01**.
 Kaaret P., Corbel S., Tomsick J.A., Fender R., Miller J.M., Orosz J.A., Tzioumis T., Wijnands R., 2002, accepted for publication in ApJ, astro-ph 0210401.
 Lehr D.E., Wagoner R.V., Wilms J., submitted to ApJ, astro-ph 0004211.
 Maccarone T.J., Coppi P.S., 2002, accepted for publication in MNRAS, astro-ph 0209116.
 Markwardt C.B., Swank J.H., Taam R.E., 1999, ApJ, 513, 37.
 Miller J.M., Wijnands R., Homan J., Belloni T., Pooley D., Corbel S., Kouveliotou C., van der Klis M., Lewin H.G., 2001, ApJ, 563, 928.

- Molteni D., Sponholz H., Chakrabarti S.K., 1996, *ApJ*, 457, 805.
Mirabel I.F., Dhawan V., Chaty S., Rodriguez L. F., Martí J.,
Robinson C. R., Swank J. H. & Geballe T., 1998, *A&A*, 330, L9.
Miyamoto S., Kitamoto S., Hayashida K., Egoshi W., 1995, *ApJ*,
442, L13.
Morgan E.H., Remillard R.A., Greiner J., 1997, *ApJ*, 482, 993.
Muno, M. P., Morgan, E. H., and Remillard, R. A., 1999, *ApJ*, 527,
321.
Nandi A., Manickam S.G., Rao A.R., Chakrabarti S.K., 2001,
MNRAS, 324, 267.
Nowak M.A., Wilms J., Dove J.B., 1999, *ApJ*, 517, 355.
Nowak M.A., Wilms J., Dove J.B., 2002, *MNRAS*, 332, 856.
Orosz J.A., Groot P.J., van der Klis M., McClintock J.E., Garcia
M.R., Zhao P., Jain R.K., Bailyn C.D., Remillard R.A., 2002,
ApJ, 568, 845.
Reilly K.T., Bloom E.D., Focke W., et al., 2001, *ApJ*, 561, L183.
Remillard R.A., McClintock J.E., Sobczak G.J., Bailyn C.D., Orosz
J.A., Morgan E.H., Levine A.M., 1999, *ApJ*, 517, L127.
Remillard R.A., Sobczak G.J., Muno M.P. & McClintock J.E.,
2002, *ApJ*, 564, 962.
Remillard R.A., Muno M.P., McClintock J.E., Orosz J.A., 2002,
accepted for publication in *ApJ*, astro-ph/0202305.
Revnivtsev M., Gilfanov M., Churazov E., 2001, *A&A*, 380, 520.
Rodriguez L.F., Mirabel I.F., 1997, *ApJ*, 474, L123.
Rodriguez J., Durouchoux P., Mirabel F., Ueda Y., Tagger M.b,
Yamaoka K., 2002b, *A&A*, 386, 271.
Rodriguez J., Varnière P., Tagger M., Durouchoux P., 2002a, *A&A*
387, 487.
Rodriguez J., Corbel C., Kalemci E., Tomsick J.A., 2002,
submitted to *ApJ* : paper 2.
Smith D.A., 1998, *IAU Circ.* 7008.
Smith D.A., Levine, A.M., Remillard R., Fox D., Schaefer R.,
RXTE/ASM Team, 2000, *IAU Circ.* 7394.
Sobczak G.J., McClintock J.E., Remillard R.A., Levine A.M.,
Morgan E.H., Baylin C.D., Orosz J.A., 1999, *ApJ*, 517, L121.
Sobczak G.J., McClintock J.E., Remillard R.A., Cui W., Levine
A.M., Morgan E.H., Orosz J.A., Baylin C.D., 2000a, *ApJ*, 544,
993.
Sobczak G.J., McClintock J.E., Remillard R.A., Cui W., Levine
A.M., Morgan E.H., Orosz J.A., Baylin C.D., 2000b, *ApJ*, 531,
537.
Tagger M. & Pellat R., 1999, *A&A*, 349, 1003.
Tomsick J.A., Kaaret P., 2001, *ApJ*, 548, 401.
Tomsick J.A., Corbel S., Kaaret P., 2001, *ApJ*, 563, 229, **TCK01**.
Varnière P., Rodriguez J., Tagger M., 2002, *A&A*, 387, 497.
Varnière P., Tagger M., 2002, *A&A* **in press**.
Wood K.S., Ray P.S., Bandyopadhyay R.M., et al., 2000, *ApJ*, 544,
L45.

12.3 Conclusion

L'évolution de la fréquence du QPO en fonction du flux dans différentes bandes d'énergie (figure 12.3) montre ici encore qu'il existe une corrélation simple entre la fréquence du QPO et le flux de rayons X-mou, d'énergie comprise entre 2 et 7 keV. La tendance générale des courbes peut s'interpréter facilement si l'origine de la modulation se trouve dans le disque : l'augmentation progressive du flux de ces bandes énergétiques traduit généralement des variations liées à la taille du disque, ce qui est compatible avec l'analyse spectrale des mêmes dates présentée au chapitre 11. À mesure que le disque s'approche de XTE J1550–564, il s'échauffe et devient plus brillant dans le domaine des X-mou. Cependant, le disque est en mouvement Képlérien; un point chaud situé à une distance constante du bord interne voit sa fréquence de révolution s'élever lorsque le rayon diminue.

Le point extrême sur la partie droite de la figure 12.3 dans les panneaux supérieurs, qui

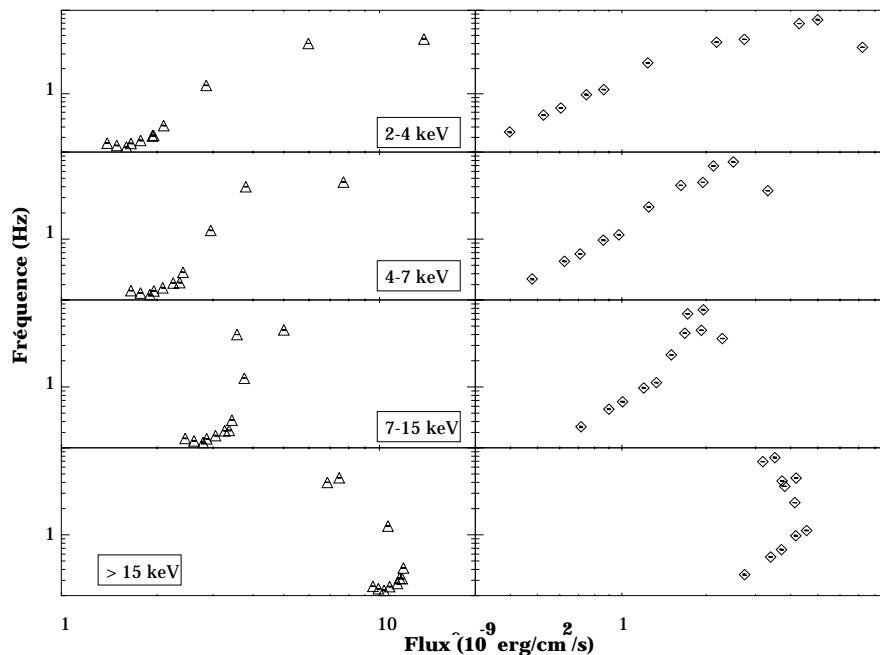


Figure 12.3: Evolution de la fréquence du QPO en fonction de la luminosité dans les quatre bandes d'énergie choisies

indique une tendance décroissante, pourrait être l'équivalent de "l'inversion de corrélation" discutée au chapitre 6. Ce qui est compatible avec les résultats spectraux présentés précédemment.

De manière importante, ce serait la première fois que l'on observe les deux sens de variations de la fréquence du QPO au sein d'une même source et pourrait confirmer dans un certain sens les travaux relatifs à l'AEI. En effet, ici encore, si l'on attribue le QPO à des oscillations du disque, la dépendance de la fréquence avec le flux X-mou (disque) est difficilement compréhensible. Observer les deux sens d'évolution dans un même objet apporterait une confirmation forte à l'unicité du phénomène origine des QPO. En effet le lien proposé précédemment entre GRO J1655–40 et GRS 1915+105 se trouverait alors confirmé. Cependant, l'unicité du point conduit

à considérer ce résultat comme simplement très prometteur.

L'étude de l'évolution des spectres en amplitude du QPO est contradictoire avec une origine liée à la luminosité du disque puisqu'à mesure que la luminosité du disque augmente l'amplitude des modulations diminue. Cependant, dans le cadre d'une couronne à gradient de température (Lehr *et al.* 2000), ces observations seraient compatibles avec un QPO pénétrant plus profondément dans la couronne (Tomsick & Kaaret 2001) (en supposant que la température des électrons augmente à mesure que l'on se rapproche du trou noir). Alors les modèles supposant une région de transition seraient à exclure puisque le QPO est toujours produit à l'interface disque-halo sub-Képlérien.

De même, le spectre en énergie du QPO semble exclure une origine interne à la couronne d'électrons puisque la répartition spectrale laisse voir des différences très notables par rapport au spectre Compton de la couronne. Elles pourraient s'expliquer par l'existence d'un corps noir de faible luminosité et de température plus élevée que celle du disque.

Il faut, ici aussi, être prudent, les instruments actuels ne possédant pas la sensibilité suffisante pour obtenir le spectre de la modulation avec une meilleure qualité. Le résultat fort reste la nécessité d'une composante additionnelle au système disque (multicolore)-couronne (loi de puissance) pour expliquer l'origine de la modulation de flux.

Quatrième partie

Conclusions : apports des observations et perspectives

Chapitre 13

Synthèse des observations

13.1 Apports des observations spectrales	161
13.1.1 Luminosité et état spectraux des trois microquasars	161
13.1.2 Deux composantes de flot d'accrétion indépendantes?	163
13.1.3 Le disque d'accrétion	163
13.1.4 Halo Compton ou jet compact?	164
13.2 Synthèse des observations temporelles	164
13.2.1 Des QPO liés au disque d'accrétion ?	165
13.2.2 L'apport de l'AEI	165
13.3 Conclusions générales et perspectives	166

13.1 Apports des observations spectrales

13.1.1 Luminosité et état spectraux des trois microquasars

Les spectres en énergie des trois microquasars étudiés dans cette thèse, XTE J1550–564 , GRO J1655–40 et GRS 1915+105 , ont été ajustés avec les mêmes modèles de rayonnement. Il s'agit d'un corps noir multicolore, et d'une loi de puissance représentant l'émission de plus haute énergie. A partir de l'importance relative des ces deux milieux émetteurs, il est possible de suivre l'évolution des sources à travers les divers états spectraux définis au chapitre 2. Le tableau 13.1 représente les différents états dans lesquels ces sources ont été observées, ainsi que les paramètres spectraux typiques déduits des ajustements.

Plusieurs différences sont notables :

- Les spectres de GRS 1915+105 sont généralement plus mous que ceux des autres sources, même pendant les états durs.
- La composante thermique est en général plus chaude dans GRS 1915+105.
- Les luminosités sont ordonnées dans le même sens que les masses des objets compacts.
- XTE J1550–564 est l'objet qui semble marquer le plus d'amplitude dans les variations de ses paramètres spectraux.

Source Masse M_{\odot}	Etat Spectral	α	Température (keV)	Flux (2–50 keV) (erg/cm ² /s)	Provient de
GRO J1655–40 7±0.2	Etat très intense	2.5	1.6	2.5×10^{38}	Chapitres 4 et 6
	Etat mou	2.5	1.2	8.1×10^{37}	Chapitres 4 et 6
	Etat dur	1.7	0.5	2.2×10^{36}	Sobczak <i>et al.</i> (1999b)
GRS 1915+105 14±4	Etat mou	3.6	1.5	1.0×10^{39}	Chapitre 6
	Etat intermédiaire	2.8	1.4	1.0×10^{39}	Chapitre 6
	Etat dur	2.7	0.67	4.0×10^{38}	Chapitre 6
XTE J1550–564 10±1.5	Etat très intense	2.3	3.31	1.1×10^{39}	Sobczak <i>et al.</i> (1999a)
	Etat mou	4.	1.1	1.6×10^{38}	Sobczak <i>et al.</i> (2000)
	Etat intermédiaire	2.3	1.0	1.4×10^{38}	Chapitre 11
	Etat dur	1.5		5.4×10^{37}	Chapitre 11

Tableau 13.1: Comparaison des paramètres spectraux associés aux différents (candidats) trous noirs, incluant des résultats présentés précédemment au cours de cette thèse. Les luminosités sont calculées en supposant une émission isotrope. Les distances sont 11.5 kpc pour GRS 1915+105, 3.2 kpc pour GRO J1655–40, et 6 kpc pour XTE J1550–564.

- Le schéma d’une montée en éruption de XTE J1550–564 s’initierait toujours par la transition état de quiescence → état dur. Lors des deux dernières phases d’éruption la source n’est d’ailleurs restée que dans l’état dur (Belloni *et al.* 2002b).
- Les transitions spectrales de ce même objet ne peuvent s’interpréter simplement en terme de variations du taux d’accrétion, un autre paramètre semble requis. Ce pourrait être par exemple la taille de la couronne comme le suggèrent Homan *et al.* (2001), ou encore sa densité ou le taux de magnétisation.
- L’éruption de GRO J1655–40 suivie par RXTE (1996-1997), semble s’initier par une transition état de quiescence–état mou, comme semblent l’indiquer les rapports de dureté ASM (Sobczak *et al.* 1999b). Il faut cependant noter que PCA et HEXTE n’ont pas pointé la source durant les 14 premiers jours de l’éruption (Sobczak *et al.* 1999b), ce qui ne permet pas de conclure plus avant.

Les différences de GRS 1915+105 semblent bien indiquer que le disque d’accrétion est de grande taille. Si l’on attribue la variabilité des X-mous (typiquement 0.4–15 keV) au disque d’accrétion (généralement accepté, et compatible avec les analyses spectrales présentées dans cette thèse), les temps caractéristiques des variations indiquent que ce sont les régions les plus internes qui subissent des changements notables (taille, ou efficacité du chauffage interne). L’absence d’observation de transition entre états plutôt durs et états intermédiaires dans GRS 1915+105 peut s’interpréter facilement si c’est la couronne qui est éjectée (8), et non les régions internes du disque. Dans ce cas, la transition spectrale s’expliquerait, entre autres, par l’éjection de la couronne, expliquant pourquoi après un état dur on n’observe pas d’état intermédiaire. Cette interprétation serait de plus compatible avec l’évolution observée du rayon interne déduit des ajustements spectraux (chapitre 6), puisque celui-ci n’évolue pas notablement après la transition terminant le creux du cycle de trente minutes.

Ceci semble indiquer un lien avec XTE J1550–564, puisqu’il est possible aussi dans cet objet que ce soit le milieu Compton qui disparaisse lors du pic de luminosité. Cependant, dans cet objet les transitions spectrales peuvent s’effectuer dans un ordre quelconque, de manière

indépendante de la luminosité. En particulier les observations spectrales de l'éruption de 2000 montrent que les états durs ne sont pas forcément de faibles luminosités¹ (chapitre 11), puisque la transition spectrale vers un état plus mou s'y effectue à luminosité décroissante. Cependant ici la transition état dur-état intermédiaire est possible comme lors des éruptions de 1998-1999 (Sobczak *et al.* 1999a, Sobczak *et al.* 2000), et 2000 (chapitre 11).

13.1.2 Deux composantes de flot d'accrétion indépendantes?

Ces observations, en faisant suite aux travaux de Homan *et al.* (2001), posent en effet la question de l'indépendance des deux milieux. Le cas de XTE J1550–564 peut se comprendre en supposant que loin du trou noir il existe deux flots d'accrétion indépendants. Une perturbation du taux d'accrétion se propagerait plus vite dans le flot sub-Képlérien responsable de l'émission Compton que dans le disque.

Cependant, nos observations indiquent que la baisse de luminosité peut aussi être attribuée au refroidissement du milieu Compton par l'afflux grandissant de rayons X issus du disque; dans ce cas, l'indice spectral de la loi de puissance varierait dans le sens observé.

Il n'est pas absolument nécessaire que les flots d'accrétion soient indépendants pour expliquer les observations. Il faut cependant un paramètre additionnel au taux d'accrétion pour rendre compte des différents états spectraux, puisque les transitions peuvent s'effectuer à flux d'énergie constant ce qui tend à montrer une évolution de la géométrie relative des deux milieux plutôt qu'une variation du taux d'accrétion. Ce paramètre pourrait traduire une grandeur physique du milieu responsable de la queue de haute énergie, vu que celui-ci semble posséder une influence sur les transitions entre états. Les observations présentées dans cette thèse ne permettent cependant pas de répondre plus clairement sur ce point. L'un des apports des futures campagnes multi-longueurs d'onde comprenant des observations d'INTEGRAL sera d'étudier plus finement le comportement de la queue de haute énergie afin de tenter d'en mieux préciser le rôle lors de transition (notamment dans GRS 1915+105, mais aussi dans Cyg X–1, dont l'accrétion est supposée être sphérique, accrétion dite de Bondi).

13.1.3 Le disque d'accrétion

Les observations de GRO J1655–40 semblent indiquer que le disque dans cet objet reste proche de sa dernière orbite stable lors de chaque période de sursaut (couvert par RXTE). Ceci est compatible avec l'observation de QPO de fréquences très élevées (300 Hz et 450 Hz) lors de l'éruption. Globalement cependant, le comportement des sources expliqué par une succession d'approche et de récession du bord interne du disque ne semble pas la plus appropriée : il est alors difficile de comprendre comment en 1996–1997 le disque a réussi à se remplir vite, alors que depuis la source est indétectable dans les rayons X-mou. En revanche, ce pourrait être la luminosité du disque qui varie. En supposant alors que le taux d'accrétion change peu (comme cela semble être le cas dans l'éruption de XTE J1550–564), ceci impliquerait que l'énergie d'accrétion est dispensée ailleurs que dans le disque.

Ce pourrait être le cas si une grande partie de l'émission était diffusée. Mais ceci impliquerait alors une signature spectrale forte : un fort flux de rayon X-durs, comme par exemple lors de la première transition de l'éruption de XTE J1550–564.

Ces observations pourraient être compatibles avec l'AEI, qui a pour effet de redistribuer une

¹On désigne en anglais l'état dur sous le nom *Low Hard State*, car c'est généralement un état de moindre luminosité avec un spectre dur, comme par exemple dans Cyg X–1, *prototype* du trou noir.

partie de l'énergie d'accrétion à la couronne.

Cependant, les observations de GRO J1655–40 et XTE J1550–564, ont montré que les phases d'éruption débutaient par des sursaut dans le visible et l'infrarouge. Les délais entre les pics de luminosité dans chaque domaines semblent indiquer que le disque est tronqué loin du trou noir (Hameury *et al.* 1997, Jain *et al.* 2001). Les spectres de GRO J1655–40, durant la quiescence, semblent de plus favoriser la présence d'un ADAF au centre du système (Hameury *et al.* 1997). Jain *et al.* (2001) favorisent la même interprétation, en se basant uniquement sur les délais entre pics de luminosité. Cependant, seule une analyse spectrale de large bande pourrait permettre de répondre plus précisément à la question.

Il est difficile à partir des observations X seules de XTE J1550–564 de tester la validité du modèle d'ADAF dans ce cas; cependant lorsque l'on tente d'appliquer le scénario de transition spectral de Esin *et al.* (1997), on se heurte à l'interprétation unique en terme de taux d'accrétion. L'étude des spectres multi-longueurs d'onde de large bande de l'éruption de XTE J1550–564 est un travail qui pourrait être effectué dans le futur en collaboration avec J. Tomsick, S. Corbel, et S. Markoff.

L'évolution de XTE J1550–564 semble plutôt favoriser un modèle où contrairement à l'interprétation de Esin, McClintock & Narayan (1997) le disque peut pénétrer dans la couronne (ou dans un milieu type ADAF par définition radiativement inefficace). Ici le rayon de transition serait remplacé par la taille de la couronne. Alors en supposant un taux d'accrétion constant (flux constant) durant l'éruption de 2000, on pourrait comprendre la transition état dur-état intermédiaire comme un changement de la répartition des émissions lumineuses.

13.1.4 Halo Compton ou jet compact?

Vu la corrélation entre état dur et jet compact, et étant donnés les spectres X des microquasars en général, il est naturel de se demander si la queue de haute énergie ne pourrait être la queue synchrotron du jet (par exemple Markoff, Falcke & Fender 2001). Dans cette éventualité les observations de GRS 1915+105 et XTE J1550–564 associant un pic de rayons X-mous avec une chute de luminosité X dure, signifieraient que le jet est supprimé lors du pic de luminosité des X-mous. Si cela se confirmait, les résultats concernant les liens entre accrétion, QPO et jets présentés au cours de cette thèse seraient maintenus.

Cependant, le suivi de l'éruption de XTE J1550–564 montre que l'indice spectral des spectres X, évolue bien avant le pic, alors que le disque s'échauffe de plus en plus. Ceci pourrait signifier que le jet devient moins efficace pour emporter de l'énergie, et est donc moins lumineux. Une explication pourrait être que la taille de la base du jet diminue en même temps que la taille du rayon interne du disque.

De manière plus réaliste la contribution des X-durs peut provenir d'une sorte de compétition entre diffusion Compton inverse et effet synchrotron. Ces émissions pourraient provenir toutes deux du jet, ce qui serait compatible avec la corrélation état dur-effet Compton observée.

13.2 Synthèse des observations temporelles

La majeure partie du travail de cette thèse consiste en un suivi méthodique des propriétés des QPO de basses fréquences, détectés dans les trois objets étudiés. Puisque le paramètre le plus facilement accessible est la fréquence de l'oscillation, j'ai étudié son évolution en fonction des paramètres spectraux dans chaque cas. Ensuite, dans le but de tenter de mieux contraindre l'origine du phénomène, j'ai analysé la répartition spectrale d'énergie des QPO. Les résultats trouvés et l'interprétation donnée supposent la présence d'un disque d'accrétion, et d'un milieu

additionnel émettant par effet Compton ou effet synchrotron (s'il s'agit du jet). Ce qui n'est pas contredit par les analyses spectrales.

13.2.1 Des QPO liés au disque d'accrétion ?

Toutes les observations que j'ai présentées montrent un lien fort entre le flux X-mou et la fréquence des QPO. De plus, comme les analyses semblent confirmer l'association généralement admise entre rayons X-mous et taille du disque d'accrétion dans les trois sources, il semble bien que le QPO soit d'une certaine manière lié à l'évolution du disque.

Cependant le sens d'évolution de la fréquence du QPO avec le rayon interne du disque dans GRO J1655–40 est de sens inverse à celui de GRS 1915+105 . De même, bien que cette valeur soit plus difficilement mesurable, il semble bien que XTE J1550–564 manifeste généralement un comportement similaire à GRS 1915+105 , bien qu'à fort flux la relation pourrait s'inverser comme dans le cas de GRO J1655–40 .

A l'inverse, il y a une anti-corrélation entre la luminosité de la composante thermique et la puissance des QPO. Ceci suggère une importance particulière du milieu Compton (ou un lien particulier avec ce milieu). Mais l'interprétation des données est rendue difficile par la méconnaissance du milieu responsable de la queue de haute énergie. Cependant, le spectre de la modulation dans XTE J1550–564 pourrait indiquer la présence d'une composante spectrale différente de la loi de puissance.

Le lien entre QPO et flux X-mou/disque d'accrétion ouvre la question du rôle de cette composante lors de l'accrétion de matière. Les fréquences observées pourraient très bien traduire des phénomènes Képlériens ou bien des oscillations mécaniques des milieux émetteur. Par exemple dans le modèle de CENBOL ou *CEN*trifugal *BO*undary *L*ayer, le QPO est produit par l'oscillation de la région de transition entre le bord interne du disque et la région intérieure du flot d'accrétion, ce qui peut expliquer pourquoi la modulation est préférentiellement détectée dans le flux de la loi de puissance (Chakrabarti & Manickam 2000). Cependant ici, la fréquence du QPO ne fait que croître lorsque le rayon interne du disque diminue; on explique alors mal le comportement de GRO J1655–40.

Les QPO pourraient avoir pour origine une oscillation de type sismique comme proposée par Nowak & Wagoner 1991. Néanmoins ce type de modèle n'est valide qu'à proximité du trou noir, puisque tous les développements théorique proposés dans ces travaux sont établis pour un disque ayant atteint sa dernière orbite stable.

Du point de vue de la répartition spectrale d'amplitude des QPO, il est important de noter que les observations pourraient traduire une influence de la couronne comme par exemple l'effet d'un gradient de température de ce milieu (Lehr *et al.* 2000), ou bien un effet de sélection d'une région de transition comme proposé par Psaltis & Norman (2000). Dans ce dernier cas les auteurs montrent que si la région de transition existe, elle peut agir comme une filtre passe-bande. Cependant, aucun de ces deux mécanismes ne peut expliquer l'origine des QPO et surtout leur forte amplitude; les oscillations sont présentes avant de subir l'influence de la couronne ou de la région de transition.

13.2.2 L'apport de l'AEI

L'Instabilité d'Accrétion-Ejection est une instabilité permettant de produire des variations de grande amplitude. Les comportements observés, tant au niveau de l'évolution de la fréquence, que de la répartition d'énergie des oscillations, sont compatibles avec une interprétation par cette

instabilité. La supposition de base consiste à associer le QPO à la spirale de densité, traceur de l'instabilité. Il devient en effet possible de comprendre l'évolution différente de la fréquence des QPO dans GRO J1655–40 et GRS 1915+105 comme la signature d'un effet relativiste, indiquant que l'instabilité se manifeste dans le premier objet lorsque le disque est proche de sa dernière orbite stable.

Les observations de XTE J1550–564 tendraient à confirmer cette tendance, mais l'unicité du point montrant "l'inversion de corrélation" pousse cependant à une certaine réserve. D'autres observations sont nécessaire pour confirmer et généraliser ce résultat.

De même les spectres d'énergie des modulations pourraient être un bon moyen pour caractériser le type d'émission origine de la modulation. Cependant le manque de sensibilité ne permet pas de conclusions fortes à ce niveau. Il semble cependant que la loi de puissance seule ne suffise pas à expliquer les observations. Les spectres pourraient indiquer la présence d'un point chaud dans le disque, mais ici encore l'observation d'autres microquasars est nécessaire.

Un travail futur sera la simulation numérique de courbes de lumière avec un point chaud (P. Varnière et M. Muno du MIT), et la comparaison des spectres de puissance obtenus (dependance énergétique de l'amplitude) avec les observations.

13.3 Conclusions générales et perspectives

Les analyses spectro-temporelles, c'est-à-dire l'utilisation simultanée de spectres en énergie et spectres de puissance, permettent un sondage direct et indirect de la proximité des trous noirs. Les spectres en énergie vont nous apporter des renseignements sur le fonctionnement global du système. Ainsi les observations présentées montrent la présence de deux milieux émetteurs, l'un thermique attribué à un disque d'accrétion, l'autre responsable d'une queue de haute énergie. Contrairement à ce qui était supposé (à partir des observations de Cyg X–1, binaire de forte masse), ces deux composantes pourraient être découplées dans une certaine mesure, nos observations montrent en effet l'importance que revêt le milieu Compton, puisque certaines transitions spectrales pourraient être initiées par un changement de ce milieu. A taux d'accrétion croissant, la baisse de luminosité des X-durs, semblerait alors indiquer une baisse de l'efficacité du processus émissif.

Indépendamment, ce même milieu est étroitement lié à la présence de QPO. Dans l'interprétation par l'AEI, ceci imposerait un lien entre couronne et jet compact, qui semble confirmé par les observations multi-longueurs d'onde (par exemple Corbel 1999a, Corbel *et al.* 2001). Cela pourrait indiquer que le milieu Compton et le jet sont identiques, du moins à proximité du trou noir. Ainsi les transitions spectrales pourraient s'expliquer en termes d'allumage et d'extinction du jet, couplés à des variations de taux d'accrétion.

Il est difficile d'établir un scénario absolument crédible vu les incertitudes liées aux techniques d'analyse et aux mesures. La répétition de ce type d'étude est nécessaire pour tenter de généraliser ces conclusions en se tournant vers d'autres sources. Ainsi l'un des but prochain sera l'étude d'un microquasar de forte masse: Cyg X–1, pour lequel j'ai participé à une demande de temps d'observation avec INTEGRAL (PI Malzac) acceptée. Le but de cette observation est d'étudier l'objet dans l'état dur de manière à mieux connaître la composante en loi de puissance du spectre. Indépendamment, les caractéristiques des détecteurs devraient permettre d'analyser le comportement temporel de l'objet à des énergies plus hautes que celles accessibles par RXTE. Le but très prochain est de proposer une observation simultanée avec ce dernier satellite de manière à couvrir un large domaine énergétique, tant pour l'analyse spectrale que l'analyse temporelle.

De même, nous avons obtenu du temps d'observation avec INTEGRAL pour observer GRS 1915+105 (PI Hannikainen). Ici encore les intérêts sont multiples. La caractérisation des spectres à haute énergie devrait apporter de nouveaux indices pour la compréhension du système, alors que les études temporelles devraient permettre de vérifier la possible coupure du spectre de QPO observée (chapitre 8).

Je suis de plus chargé, au sein d'une équipe dirigée par R. Remillard (MIT, Boston), d'analyser les observations du même objet dans le cadre d'un cible d'opportunité proposée par l'équipe et comprenant une campagne multi-longueurs d'onde qui sera déclenchée par RXTE.

Enfin puisque ce travail de thèse pointe l'importance du milieu Compton, en collaboration avec P. Varnière, nous nous proposons de caractériser systématiquement les états durs de GRS 1915+105 (états χ), à travers la classification des paramètres des QPO, et de la caractérisation des jets.

Ce travail sera couplé à l'utilisation de données d'INTEGRAL, puisque je suis inclu dans différents groupes (du CEA) possédant des observations de temps garanti. De plus, je devrais dans le cadre d'un séjour post-doctoral, partir à l'ISDC (INTEGRAL Science Data Center), où une partie de mon travail sera l'analyse rapide chaque semaine de l'observation du plan Galactique afin d'y détecter d'éventuelles novæ. L'expérience acquise au cours de ma thèse devrait alors me permettre de distinguer, à partir des signatures spectrales, mais aussi temporelles, le type de l'objet compact. Dans le cas de trous noirs, les propriétaires de ces données seraient certaines équipes du CEA (PIs Mirabel, Durouchoux, Goldwurm) dans lesquelles je suis inclu. Notons que nous avons d'ores et déjà des observations RXTE acceptées dans le but de suivre ces programmes (PI Corbel).

Cinquième partie

Annexes

Annexe A

Constantes physiques et correspondances onde corpuscule

Constante de Planck	$h = 6.62618 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
	$\hbar = 1.054589 \times 10^{-34} \text{ J.s}$
Constante de Boltzmann	$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
Constante de Stefan	$\sigma = \frac{\pi^2}{60} \times \frac{k^4}{c^2 \hbar^3}$
Constante de la Gravitation	$G = 6.67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{kg}^{-1}$
Constante Des Gaz Parfaits	$R = 8.31 \text{ J/K}$
Vitesse de la lumière (vide)	$c = 2.98 \times 10^8 \text{ m.s}^{-1}$
Charge d'un électron (q_e)	$1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$

Tableau A.1: Constantes Physiques

La dualité onde–corpuscule de la lumière nous permet d'écrire une table de correspondance entre grandeurs associées à sa nature ondulatoire (longueurs d'onde et fréquences), et grandeurs associées à sa nature corpusculaire (énergie d'un photon). On utilise alors $E(\text{eV}) \times q_e = hc/\lambda$ pour déterminer la longueur d'onde associée au photon d'énergie E (en eV), où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et q_e la charge d'un électron, dont les valeurs sont données dans le tableau A.1 . On remonte alors à la fréquence en utilisant $\nu = c/\lambda$.

On définira de plus la température de couleur associée à un rayonnement d'énergie E (ou de longueur d'onde λ) comme étant la température qu'aurait un corps noir émettant son pic de Wien à cette énergie (longueur d'onde). On la détermine alors à l'aide de $E(\text{eV}) \times q_e = h\nu = kT$.

Le tableau A.2 résume cette correspondance en indiquant le domaine du spectre électromagnétique correspondant à chaque cas.

Energie d'un photon (eV)	Fréquence (Hz)	Longueur d'onde	Température de couleur (K)	Domaine du spectre
0.0001	2.4×10^{10}	1.2 cm	0.12	Radio (centimétrique)
0.001	2.4×10^{11}	1.2 mm	1.2	Radio (millimétrique)
0.01	2.4×10^{12}	120 μm	12	Infra rouge lointain
0.1	2.4×10^{13}	12 μm	120	Infra rouge moyen
1	2.4×10^{14}	1.2 μm	1200	Infra rouge proche
10	2.4×10^{15}	1200 \AA	1.2×10^4	Ultra violet
100	2.4×10^{16}	120 \AA	1.2×10^5	Rayons X (mous)
1000	2.4×10^{17}	12 \AA	1.2×10^6	Rayons X
10^4	2.4×10^{18}	1.2 \AA	1.2×10^7	Rayons X (durs)
10^5	2.4×10^{19}	120 pm	1.2×10^8	Rayons X durs - Gamma Mous
10^6	2.4×10^{20}	12 pm	1.2×10^9	Rayons Gamma

Tableau A.2: Table de conversion énergie–longueur d’onde–fréquence–température de couleur, et domaine du spectre électromagnétique associé

Annexe B

Article de Recherche publié dans ApJ :
“Étude de la plus grande campagne
d’observations multi-longueurs d’onde
du microquasar GRS 1915+105”

STUDY OF THE LARGEST MULTIWAVELENGTH CAMPAIGN OF THE MICROQUASAR GRS 1915+105

Y. UEDA,¹ K. YAMAOKA,² C. SÁNCHEZ-FERNÁNDEZ,³ V. DHAWAN,⁴ S. CHATY,⁵ J. E. GROVE,⁶ M. MCCOLLOUGH,⁷
 A. J. CASTRO-TIRADO,^{3,8} F. MIRABEL,^{9,10} K. KOHNO,^{11,12} M. FEROCI,¹³ P. CASELLA,¹³ S. A. TRUSHKIN,¹⁴ H. CASTANEDA,¹⁵
 J. RODRÍGUEZ,⁹ P. DUROUCHOUX,⁹ K. EBISAWA,¹⁶ T. KOTANI,¹⁶ J. SWANK, AND¹⁶ H. INOUE¹

Received 2001 November 9; accepted 2002 February 6

ABSTRACT

We present the results from a multiwavelength campaign of GRS 1915+105 performed from 2000 April 16 to April 25. This is one of the largest coordinated set of observations ever performed for this source, covering the wide energy band in radio (13.3–0.3 cm), near-infrared (*J*, *H*, and *K* bands), X-rays, and gamma rays (from 1 keV to 10 MeV). During the campaign GRS 1915+105 was predominantly in the “plateau” (or low/hard) state but sometimes showed soft X-ray oscillations: before April 20.3, rapid, quasi-periodic ($\simeq 45$ minutes) flare-dip cycles were observed. In the spectral energy distribution in the plateau state, optically thick synchrotron emission and Comptonization is dominant in the radio and X- to gamma-ray bands, respectively. The small luminosity in the radio band relative to that in X-rays indicates that GRS 1915+105 falls in the regime of “radio-quiet” microquasars. In three epochs we detected faint flares in the radio or infrared bands with amplitudes of 10–20 mJy. The radio flares observed on April 17 shows frequency-dependent peak delay, consistent with an expansion of synchrotron-emitting region starting at the transition from the hard-dip to the soft-flare states in X-rays. On the other hand, infrared flares on April 20 appear to follow (or precede) the beginning of X-ray oscillations with an inconstant time delay of $\simeq 5$ –30 minutes. This implies that the infrared-emitting region is located far from the black hole by $\gtrsim 10^{13}$ cm, while its size is $\lesssim 10^{12}$ cm constrained from the time variability. We find a good correlation between the quasi-steady flux level in the near-infrared band and in the X-ray band. From this we estimate that the reprocessing of X-rays, probably occurring in the outer parts of the accretion disk, accounts for about 20%–30% of the observed *K* magnitude in the plateau state. The OSSE spectrum in the 0.05–10 MeV band is represented by a single power law with a photon index of 3.1 extending to ~ 1 MeV with no cutoff. We can model the combined GIS-PCA-HEXTE spectra covering 1–200 keV by a sum of the multicolor disk model, a broken power law modified with a high-energy cutoff, and a reflection component. The power-law slope above ~ 30 keV is found to be very similar between different states in spite of large flux variations in soft X-rays, implying that the electron energy distribution is not affected by the change of the state in the accretion disk.

Subject headings: accretion, accretion disks — black hole physics — infrared: stars —
 radio continuum: stars — stars: individual (GRS 1915+105) —
 X-rays: individual (GRS 1915+105) — X-rays: stars

1. INTRODUCTION

Up to present a few superluminal jet sources have been identified in our Galaxy (for a review, see Mirabel & Rodríguez 1999): GRS 1915+105, GRO J1655–40, possibly XTE J1748–288, XTE J1550–564 (Hannikainen et al. 2001), and V4641 Sgr (Orosz et al. 2001). The similarity of the observed

properties in these sources to those of active galactic nuclei (AGNs) indicates that the underlying physics is common to a wide mass range of the central black hole from ~ 10 to $\sim 10^9 M_{\odot}$, except for scaling in luminosity, size, and variability, which are proportional to the black hole mass. These objects, so-called microquasars, are ideal laboratories for understanding the mechanism of relativistic jets and its relation with accretion flow onto a black hole, owing to the brightness in X-ray bands and fast variability. Studies in multiwavelength bands are particularly important, because with X-rays and gamma-rays we can probe into the innermost part of the accretion disk, while in radio and infrared bands we can trace ejection of relativistic jets.

GRS 1915+105 was discovered in 1992 as an X-ray transient by WATCH /GRANAT (Castro-Tirado, Brandt, & Lund 1992; Castro-Tirado et al. 1994). Later Mirabel & Rodríguez (1994) detected from this source the first superluminal motion in our Galaxy. By assuming a distance of 12.5 ± 1.5 kpc estimated from H I absorption, the kinematics of the two-sided jets revealed its intrinsic velocity of $(0.92 \pm 0.08)c$ and the inclination of $70^{\circ} \pm 2^{\circ}$ (Mirabel & Rodríguez 1994). The above distance has been confirmed by Chaty et al. (1996) with millimeter observations and revised by Dhawan, Gross, & Rodríguez (2000a) to be 12 ± 1 kpc

¹ Institute of Space and Astronautical Science, Sagami-hara 229-8510, Japan.

² Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN), Wako 351-01, Japan.

³ LAEFF-INTA, Madrid, Spain.

⁴ NRAO.

⁵ Department of Physics and Astronomy, The Open University, UK.

⁶ Naval Research Laboratory.

⁷ MSFC/NASA.

⁸ IAA-CSIC, Granada, Spain.

⁹ Service d’Astrophysique, Saclay, France.

¹⁰ IAFE/CONICET, Argentina.

¹¹ Nobeyama Radio Observatory, NAO, Japan.

¹² Institute of Astronomy, University of Tokyo, Japan.

¹³ Istituto di Astrofisica Spaziale, CNR, Italy.

¹⁴ SAO, Russia.

¹⁵ Observatorio Astronómico Nacional de México, México.

¹⁶ GSFC/NASA.

TABLE 1
LOG OF THE MULTIWAVELENGTH OBSERVATIONS

Observatory/ Telescope	Instrument	Band	Observation Date (UT, 2000 Apr)
<i>CGRO</i>	OSSE	50 keV–10 MeV	18.7–25.6
	BATSE	20–100 keV	Monitor
<i>BeppoSAX</i>	PDS	15–300 keV	21.80–22.89, 23.35–23.89, 24.34–24.48
	MECS/LECS	0.1–10 keV	Same as above
<i>RXTE</i>	HEXTE	15–250 keV	17.54–17.64, 20.20–20.36, 22.39–22.55, 23.32–23.42, 24.05–24.41, 24.78–24.82, 25.18–25.26, 25.85–25.88
	PCA	2–60 keV	Same as above
	ASM	1.5–12 keV	Monitor
<i>ASCA</i>	GIS/SIS	0.5–10 keV	17.57–25.50
ESO/NTT.....	SOFI (Imaging)	<i>J, H, Ks</i>	19.35–19.37, 20.39–20.43, 21.34–21.36, 25.37–25.39
	SOFI (Imaging)	<i>Ks</i>	23.34–23.40, 24.35–24.40
	SOFI (Spectroscopy)	1.53–2.52 μ m	22.3
Calar Alto/1.23 m.....	MAGIC	<i>K'</i>	20.06–20.19, 21.07–21.21, 22.08–22.21, 24.03–24.20, 25.05–25.21
NMA.....		88.6, 100.6 GHz	16.88–17.01, 17.76–17.94, 18.72–18.81
VLA.....		5, 8, 22 GHz	17.54–17.64, 21.53–21.58, 22.35–22.54, 23.33–23.45
GBI.....		2.25, 8.3 GHz	Monitor (except 21–24)

from an updated H I spectrum, although the uncertainty may be larger than 1.5 kpc (see Chaty et al. 2001). Similar jet parameters ($0.98c$ and 66° at 11 kpc) were obtained from other ejection events in 1997 October–November (Fender et al. 1999). Recently, Greiner et al. (2001b) have identified the companion to be a K–M III star from infrared spectroscopic observations, classifying GRS 1915+105 as a low-mass X-ray binary, as earlier proposed by Castro-Tirado, Geballe, & Lund (1996). The mass of the black hole has been determined to be $14 \pm 4 M_\odot$ (Greiner, Cuby, & McCaughrean 2001a). In X-rays, GRS 1915+105 shows dramatic temporal/spectral variations occurring in regular cycles (e.g., Belloni et al. 2000). Simultaneous observations in radio, infrared, and X-ray bands indicated a close connection between accretion disk instabilities and ejection of plasmoids emitting via synchrotron radiation (e.g., Pooley & Fender 1997; Mirabel et al. 1998; Eikenberry et al. 1998; Klein-Wolt et al. 2002).

In this paper, we report results of a multiwavelength campaign of GRS 1915+105 performed from 2000 April 16 to April 25. This is one of the largest coordinated set of observations ever performed for this source, covering the wide energy band in radio ($\lambda = 13.3\text{--}0.3$ cm), infrared (*J, H,* and *K* bands), X-rays, and gamma rays (from 1 keV to 10 MeV), during a period of 9 days in total. Results of the *Chandra* HETGS observation made on 2000 April 24 are reported by Lee et al. (2002), which are not included here. We report a summary of the coordinated observations in § 2. Then data analysis and highlights of the results obtained from this campaign are presented in § 3, followed by discussion on three topics in § 4. In § 5 we summarize the conclusion.

2. OBSERVATIONS

We conducted the multiwavelength campaign when the *ASCA* satellite performed a long look at GRS 1915+105 from April 17.5 to April 25.5 (UT throughout the paper). Simultaneous observations were made with *Rossi X-Ray Timing Explorer* (*RXTE*) on April 17, 20, 22, 23, 24, and 25, with *BeppoSAX* from April 21 to April 24, and with *Compton Gamma Ray Observatory* (*CGRO*)/OSSE from April 18

to April 26. From ground facilities, radio observations were made at the Very Large Array (VLA)¹⁷ (observers: Mirabel and Dhawan) on April 17, 22, and 23, and at the Nobeyama Millimeter Array (NMA) from April 17 to April 19 (Kohno), and infrared observations were made at the Calar Alto Observatory from April 18 to April 25 (Castro-Tirado and Sánchez-Fernández) and at the European Southern Observatory (ESO)¹⁸ from April 17 to April 25 (Chaty). In addition, monitoring data of the Green Bank Interferometer (GBI 2.25 and 8.3 GHz), *RXTE* All-Sky Monitor (ASM) (1.5–12 keV), and *CGRO* BATSE(20–100 keV) were available. Rodríguez et al. (2001a, 2001b) and Varhiere et al. (2002) report timing analysis from *RXTE* observations on April 17, 22, and 23, and Feroci et al. (2002, in preparation) report the *BeppoSAX* results. More detailed analysis of the infrared *K'* data taken at Calar Alto is reported in Sánchez-Fernández (2002). Below, we summarize observations and data reduction for each observation. Table 1 gives a log of all the observations.

2.1. *CGRO* Observations

2.1.1. OSSE

The OSSE instrument on the *CGRO* observed GRS 1915+105 over the period 2000 April 18.7–25.6. OSSE covered the low-energy gamma-ray band from 50 keV to 10 MeV with good spectral resolution. It had a 3.8×11.4 field of view (at 50 keV). Energy spectra were accumulated in an alternating sequence of 2 minute measurements of source and background fields (Johnson et al. 1993). For these observations, the long axis of the collimator was inclined with respect to the Galactic plane, and the background fields were chosen to minimize and compensate for any contamination from Galactic diffuse emission.

The observations discussed here were performed late in the *CGRO* mission, following the last altitude reboost. At this high altitude, the OSSE instrument was subject to addi-

¹⁷ The NRAO VLA is a facility of the National Science Foundation, operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

¹⁸ Based on observations collected at the European Southern Observatory, Chile (ESO No 65.H-0247).

tional activation in the South Atlantic Anomaly (SAA). The radioactive decay of ^{128}I in the scintillator is the dominant source of internal background in the $\sim 1\text{--}2$ MeV band, which results in a flattening of the sensitivity curve and—if the background subtraction is inadequate—can create positive or negative spectral features in this band.

2.1.2. BATSE

The BATSE experiment onboard *CGRO* (Fishman et al. 1989) was used to monitor the hard X-ray emission from GRS 1915+105. The BATSE Large Area Detectors (LADs) can monitor the whole sky almost continuously in the energy range of 20 keV–2 MeV with a typical daily 3σ sensitivity of better than 100 mcrab. Detector counting rates with a timing resolution of 2.048 s are used for our data analysis. To produce the GRS 1915+105 light curve, single-step occultation data were taken using a standard Earth occultation analysis technique used for monitoring hard X-ray sources (Harmon et al. 1992). Interference from known bright sources were removed. A spectral analysis of the BATSE data indicated that the data were well fitted by a power law with a spectral index of -2.8 . The single occultation step data were then fitted with a power law with this index to determine daily flux measurements in the 20–100 keV band.

2.2. RXTE Observations

During the campaign, eight pointing observations were made by *RXTE* on 2000 April 17, 20, 22, 23, 24, and 25, covering the 2–60 keV band with the Proportional Counter Array (PCA; Jahoda et al. 1996) and 15–250 keV band with the High-Energy X-Ray Timing Experiment (HEXTE; Rothschild et al. 1998). For data reduction and analysis, we used the FTOOLS V5.0 package provided by NASA/Goddard. The good time intervals (GTIs) of the PCA data were selected on the basis of two criteria: (1) the elevation angle was 10° or larger, and (2) the offset pointing was less than $0^\circ.02$. For spectral analysis, we used the standard2 mode data, which has 129 energy channels with a time resolution of 16 s. We used only events of the top layer from PCU0, PCU2, and PCU3, which were always on during the campaign except for April 25.24–25.26, when PCU3 was temporarily turned off. The background spectrum was constructed from the standard model prepared for bright sources, which includes contribution of both the cosmic X-ray background and particle background. The HEXTE data were selected with the same GTIs as the PCA. We used the standard mode data and subtracted the background taken from the rocking motion. Data of cluster 0 and cluster 1 are summed. Besides the pointing data with the PCA and HEXTE, we also used the ASM data in the 1.5–12 keV band.¹⁹

2.3. BeppoSAX Observations

BeppoSAX joined the campaign as a part of the on-going program for target-of-opportunity observations on this source. The Narrow Field Instruments (NFI) (0.1–300 keV; Boella et al. 1997a) observed the source from April 21 19:09 (MJD 51,655.798) to April 24 11:32 (MJD 51,658.480) for a

net exposure of 80 ks in the Medium-Energy Concentrator Spectrometer (MECS) (2–10 keV; Boella et al. 1997b) and 76 ks in the Phoswich Detection System (PDS) (15–300 keV; Frontera et al. 1997). The two large data gaps are due to the temporary suspension of the *BeppoSAX* operation during the nights of the weekends occurred in 2000. Unfortunately, this limitation to the satellite operations prevented the simultaneous observations with some ground-based telescopes. Standard data reduction and cleaning procedures (Fiore, Guainazzi, & Grandi 1999) were applied in order to extract the final scientific products. The source appears bright during the entire observation, with an average count rate of about 100 counts s^{-1} in the MECS instrument (2–10 keV) and 30 counts s^{-1} in the PDS (15–300 keV).

2.4. ASCA Observations

We observed GRS 1915+105 with the *ASCA* satellite (Tanaka, Inoue, & Holt 1994) in the 0.7–10 keV band from April 17.5 to April 25.5. A net exposure of 271 ks is achieved, the longest continuous observation performed with *ASCA* for this source. *ASCA* carries four X-ray telescopes, coupled with the two gas imaging spectrometers (GIS; Ohashi et al. 1996) and two solid-state imaging spectrometers (SIS; Yamashita et al. 1999). Throughout the observations, the GIS was operated in the standard pulse height mode with the nominal bit assignment, and the SIS was operated in the 1-CCD Bright mode.

In this paper, we present only results of the GIS data, since extremely careful treatment is required for the SIS data, which suffered from severe pile-up as well as degradation of the response due to integrated radiation damage at the end of the *ASCA* missions. We use only data taken in the high bitrate telemetry mode, except when examining the presence of flare events from light curves (see below). In the medium bit-rate, dead time becomes significant and monitor counts measured by non-reset counter (such as L1) sometimes spilled over owing to high count rate from the source, which makes it difficult to apply dead-time correction. The GIS data were selected by the following criteria: (1) the elevation angle of the source from the Earth limb was higher than 5° and (2) the satellite was not in the SAA. This caused data gaps with a period of 90 minutes due to the satellite orbit. We calculate the GIS spectra using events in a circular region within a radius of $6'$ centered at the peak. The energy scale of each detector was finely tuned using the instrumental structure of the gold M-edge and xenon L-edge. We estimate the resultant accuracy of the absolute gain to be about 0.5%.

2.5. Near-Infrared Observations at the ESO

Near-infrared observations of GRS 1915+105 were performed with the 3.58 m New Technology Telescope (NTT) at the European Southern Observatory (ESO) at La Silla, Chile, during 2000 April 19–25. The telescope was equipped with the infrared spectrograph and imaging camera Son of ISAAC (SOFI). The observations were performed in the course of an on-going program of target-of-opportunity observations on Galactic hard X-ray sources (PI: Chaty).

2.5.1. Imaging

In imaging the broadband filters *J*, *H*, and *Ks* were used, in combination with the Large Field, giving a 4.9×4.9 arcmin² field of view, with a plate scale of 0.292 arcsec pixel⁻¹.

¹⁹ Provided by the ASM team at MIT and NASA GSFC SOF/GOF through the World Wide Web.

TABLE 2

AVERAGED NEAR-INFRARED MAGNITUDES OF GRS 1915+105 OBSERVED AT THE ESO

Date (UT, 2000 Apr)	<i>J</i>	<i>H</i>	<i>K_s</i>
19.35–19.38	17.612 ± 0.034	14.856 ± 0.012	13.385 ± 0.054
20.39–20.43	17.586 ± 0.037	14.872 ± 0.032	13.396 ± 0.063
21.33–21.36	17.707 ± 0.025	14.900 ± 0.022	13.484 ± 0.027
23.34–23.40	13.490 ± 0.032
24.34–24.40	13.380 ± 0.018
25.37–25.40	18.086 ± 0.054	15.290 ± 0.048	13.484 ± 0.062

The *J*-band filter is centered on 1.247 μm , with a width of 0.290 μm , representing 23% of the wavelength; the *H*-band filter is centered on 1.653 μm , with a width of 0.297 μm , representing 18% of the wavelength; and finally the *K_s*-band filter is centered on 2.162 μm , with a width of 0.275 μm , representing 13% of the wavelength.

On each night of the April 19, 20, 21, and 25, the *J*-, *H*-, and *K_s*-band images were acquired with an integration time of 60 s: four frames of 15 s each were averaged for the *J* and *H* bands, and six frames of 10 s each for the *K_s* band. The combined magnitudes given for these nights in Table 2 are the result of nine co-added and median-filtered 60 s exposures, with random offsets and direction between each exposure. The conditions were photometric for most of the campaign, the seeing being typically 0".8.

Concerning the nights of the April 23 and 24, we continuously observed in the *K_s* band, taking 60 exposures with an integration time of 60 s each by averaging 6×10 s frames and randomly offsetting in distance and direction between each frame during nearly 1.5 hr. The combined magnitudes given for these nights in Table 2 are the result of the 60 co-added and median-filtered 60 s exposures. A total of 229 60 s frames were acquired during those six nights.

The images were processed using IRAF reduction software. Each of the images were corrected by a normalized dome-flat field and sky-subtracted by a sky image created from combining with a median filter a total of nine consecutive images. The data were then analyzed using the IRAF reduction task *apphot*, taking different apertures depending on the photometric conditions of the night.

Absolute photometry was performed using two standard stars from the new system of faint near-infrared standard stars (Persson et al. 1998): No. 9164 (HST P565-C) and 9178 (HST S808-C). Each exposure of these standard stars is the average of 7×1.2 s integration time frames; this is repeated five times by offsetting the images of 1' to the northwest, northeast, southeast, and southwest from the central position, and the final image is the co-add and median filter of those individual frames. The zero points in *J*, *H*, and *K_s* during April 19–25 were, respectively, 1.877 ± 0.008 , 2.096 ± 0.040 , and 2.652 ± 0.062 mag.

2.5.2. Spectroscopy

On April 22, we also performed some low-resolution ($R = 600$) 1.53–2.52 μm wavelength range spectroscopy with a fixed width slit of 1", using the red grism at first order, giving a dispersion of 10.22 and a resolution of 1000.

We acquired 10 exposures of 2×120 s each on GRS 1915+105, giving a total exposure time of 40 minutes. We also acquired eight exposures of 3×10 s each on the spec-

trophotometric standard HIP 95550, giving a total exposure time of 4 minutes. We corrected the images by a dome-flat field and sky-subtracted the spectra by offset spectra. We wavelength-calibrated the images thanks to a xenon lamp spectrum acquired with the red grism and the same setup. We thereafter normalized the spectra.

2.6. Near-infrared Observations at the Calar Alto Observatory

Infrared *K'* observations of GRS 1915+105 were performed with the 1.23 m telescope at the German-Spanish Observatory at Calar Alto, Spain, during 2000 April 17–24. The telescope is equipped with the f/8 MPIA General-Purpose Infrared Camera (MAGIC), which provides a 5' field of view at a resolution of 1"2 pixel⁻¹. The *K'* filter has a central wavelength of 2.10 μm with a width of 0.34 μm and a quantum efficiency of about 0.6. The seeing was typically 1".5. On each night, series of nine 45 s (co-added) exposures were obtained, with offsets of $\sim 15''$ between each exposure. One whole night and two half-nights of the campaign were lost owing to bad weather conditions. A total of 924 good frames were obtained.

The images were processed using IRAF reduction software. For each of the images, a median-combined sky image was created from a total of nine consecutive images, time-centered in the image to be sky-subtracted. The resulting sky-subtracted images were then flat-fielded with an image constructed from the difference of dome flats obtained with the flat-field lamps on and off.

The data were then analyzed using the IRAF reduction task *apphot*, with different apertures depending on the photometric conditions of the night. Relative photometry was performed using five field secondary standard stars, calibrated during one of our previous observational campaigns on this field.

2.7. NMA Observations

The Nobeyama Millimeter Array observations of 3 mm continuum emission toward GRS 1915+105 were made on 2000 April 17, 18, and 19. The NMA consists of six 10 m antennas equipped with cryogenically cooled SIS tunerless receivers. The system noise temperatures toward the zenith were about 120 K in double sideband for the first 2 days, yet increased to about 200 K on the last day owing to poor weather conditions. The array was in D configuration (the most compact) for this period, and the resultant synthesized beam were about $8'' \times 6''$ at the observing frequencies, i.e., 88.6 GHz for the lower sideband and 100.6 GHz for the upper sideband. The sideband separation was achieved by 90° phase switching to the reference signal. The back end was the Ultra Wide-Band Correlator (UWBC), which is an XF-type digital-spectrocorrelator with a bandwidth of 1024 MHz (Okumura et al. 2000). The passband across the channels were calibrated by observations of 3C 454.3, and the quasar B1923+210, which was about 3.5 Jy during the observations, was observed every 20 minutes to calibrate the temporal variation of the visibility amplitude and phase. The uncertainty in the absolute flux scale is estimated to be about $\pm 10\%$. The raw visibility data were reduced with the UVPROC2 developed at NRO (Tsutsumi, Morita, & Umeyama 1997) and then Fourier-transformed and deconvolved using a CLEAN technique implemented with the NRAO Astronomical Image Processing System (AIPS).

Upper and lower sideband images were averaged to enhance signal-to-noise ratios. The achieved rms noise levels after the averaging were 1.3, 1.1, and 2.1 mJy for the three observing runs, respectively (indicated by the error bars in Fig. 1).

2.8. VLA Observations

The VLA is a multifrequency, multiconfiguration, aperture synthesis imaging instrument, consisting of 27 antennas of 25 m diameter. The receivers at 5.0, 8, and 22 GHz were used in these observations, with two adjacent bands of 50 MHz nominal bandwidth processed in continuum mode. To get simultaneous time coverage at three wavelengths, we used the antennas in three subarrays with 11, seven, and nine antennas, respectively. The corresponding 1σ sensitivities in 10 minutes are 0.25, 0.15, and 0.15 mJy, respectively, for the three subarrays. (The rms noise is indicated by the error bars on the plots of Fig. 2.) The array configuration is varied every 4 months to cycle between four sets (A, B, C, and D) with maximum baselines of about 36, 11, 3.4, and 1 km. The C array was in use during these observations.

For all observations reported here, GRS 1915+105 was unresolved by the synthesized beams ($0''.9$ at $\lambda = 1.3$ cm, $1''.7$ at 3.6 cm, and $4''.8$ at 6.0 cm) for any subarray and wavelength. Other sources (H II regions; see, e.g., Fig. 4 of Rodríguez et al. 1995 and Fig. 1 of Chaty et al. 2001) are present in the field of view, mainly at 1.4 GHz. These are well separated in the images and also are much weaker and resolved out by the narrower beam at short wavelengths, so there is no confusion with GRS 1915+105.

The primary flux density calibrators were 3C 286 (1331+305) and 3C 48 (0137+331), and the phase calibrator was 1925+211. Calibration and imaging were carried out with standard tasks in the NRAO AIPS package. In practice, the flux density errors are set not by the rms receiver (thermal) noise stated above, but by errors in the flux density scale, estimated to be 3%–5% of the measurement, and/or source variability, depending on the occasion.

2.9. Monitoring Observations by the Green Bank Interferometer

The radio fluxes at 2.25 GHz ($\lambda = 3.6$ cm) and 8.3 GHz ($\lambda = 13.3$ cm) were monitored by the Green Bank Interferometer (GBI) on a 2.4 km baseline with a bandwidth of 35 MHz for each frequency. Detailed description of the flux calibration can be found in Foster et al. (1996 and references therein). Up to 12 scans were performed every day with a 10–15 minutes integration time. The random noise (1σ) is estimated to be about 4 mJy at 2.25 GHz and 6 mJy at 8.3 GHz when the flux was below 100 mJy, and the data are noise-dominated below 15–20 mJy. The data on 2000 April 21–23 are not available owing to holiday weekend shutdown. According to the operational notes, rain may affect the 8.3 GHz data on April 17.

3. DATA ANALYSIS AND RESULTS

3.1. Multiwavelength Light Curves

Multiwavelength light curves obtained from the observations taken as a whole are shown in Figure 1, sorted by wavelengths. In this figure, data with high time resolution are merged into longer time bins. For later discussions, we

plot expanded light curves with higher time resolution in Figure 2 (PCA, GIS, and VLA on 2000 April 17.53–17.65), Figure 3 (PCA, GIS, and infrared [K'] on April 19.95–20.25), Figure 4 (PDS and MECS on April 23.78–23.83), and Figure 5 (GIS and infrared [H , J , and K_s bands] on April 25.35–25.41). Below we summarize the overall behavior of the source during the campaign.

3.1.1. Soft X-Rays

It is immediately noticed from Figure 1 that before UT \approx 2000 April 20.3 soft X-rays (<25 keV) showed rapid “flares” or “oscillations” in the form of quasi-periodic (≈ 45 minutes) flare-dip cycle. Detailed analysis using the 1 s resolution data of the *RXTE* PCA revealed that the flare phase corresponds to class α defined by Belloni et al. (2000). After April 20.3, the source entered into a more stable state, classified as class χ (also referred as the low/hard state or the “plateau” state in the literature). Even after April 20.3, however, a few sudden, separated flares were still observed. Their epochs are marked by the arrows in the GIS light curve of Figure 1. Here, to search for as many flares as possible, we also utilized GIS LD data (one of the monitor counts; see Ohashi et al. 1996) in the bit-rate medium, which are not included in Figure 1. The presence of such flares makes the definition of the state as a function of time untrivial.

The three flares observed after April 20.3 are essentially the same (i.e., class α) as the ones observed in the flare-dip cycles at earlier epochs. The flare that occurred at 2000 April 23.825 was clearly detected by the *BeppoSAX*: a blowup of *BeppoSAX* PDS and MECS light curves is shown in Figure 4. As noticed, this flare was detected only in the MECS data (<10 keV), with no counterpart in the high-energy detector PDS. We checked for any reasonable instrumental effect that may have caused a spurious flare like the one we observed, and found none. Unfortunately, the flare occurred just before an observation gap due to Earth occultation, and therefore the study of its time history is truncated. For the portion that *BeppoSAX* could observe, its duration was approximately 100 s, and the profile seems similar to the start of one class- α event (see Figs. 2 and 3; Belloni et al. 2000).

The frequency of the flares changed with time, although a correct estimate is difficult because of the incomplete time coverage due to the data gaps. In particular, the source showed a periodic flare-dip cycle with a roughly constant interval of about 45 minutes between 2000 April 17.5 and 18.05. Then the frequency of flares decreased and became more irregular. There is no evidence for any flare between April 19.54 and 19.96 at least in the available GIS or ASM data. After that the source became more active again, as recognized from Figure 3. The variability pattern of the flare-dip cycle also changed with time. On April 17 (Fig. 2), the duration of a dip was roughly comparable to that of oscillation between the two dips, whereas on April 20 (Fig. 3) the duration of the dip was about 3 times longer than that of the flare. As we will show later, the spectral and timing properties in the dip phase during the flare-dip cycle observed in the earlier epochs are very similar to those in the quasi-steady, “plateau” state. Hence, we may regard that during this campaign the system was basically in the plateau state, occasionally exhibiting a single class of flares with different rates.

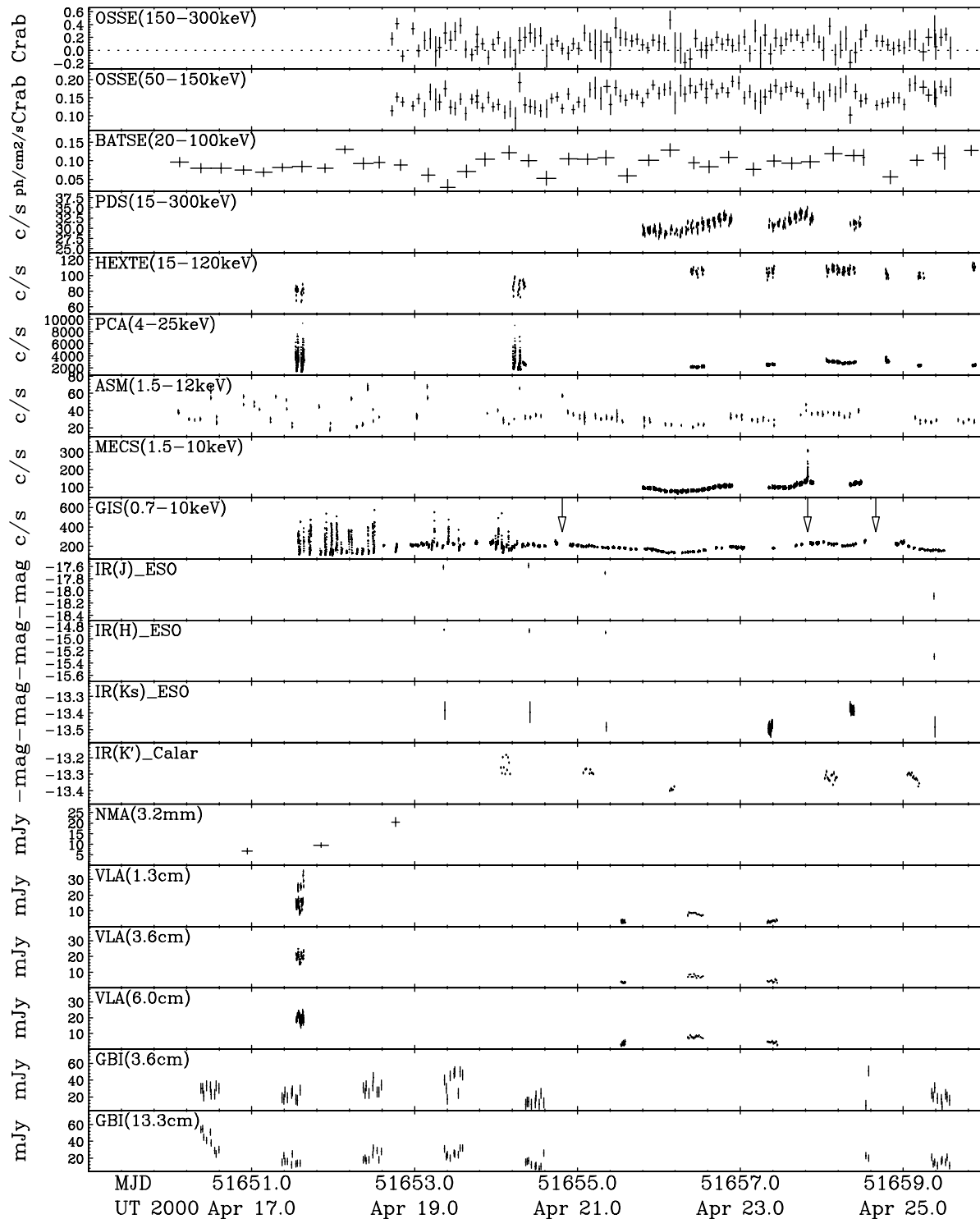


FIG. 1.—Whole multiwavelength light curves of GRS 1915+105 obtained from the 2000 April campaign, covering between April 16 and 25. They are sorted in energy band (higher energy in upper panels). From upper to lower panels: *CGRO* OSSE (150–300 keV; crab), OSSE (50–150 keV; crab), *CGRO* BATSE (20–100 keV; photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), *BeppoSAX* PDS (15–300 keV; counts s^{-1}), *RXTE* HEXTE (15–120 keV; counts s^{-1} , sum of clusters 0 and 1), *RXTE* PCA (4–25 keV; counts s^{-1} , sum of PCU 0, 2, and 3; the data when PCU 3 was off are not plotted), *RXTE* ASM (1.5–12 keV; counts s^{-1}), *BeppoSAX* MECS (1.5–10 keV; counts s^{-1}), *ASCA* GIS (0.7–10 keV; counts s^{-1} , sum of GIS2 and GIS3), near-infrared *J* magnitude (ESO), *H* magnitude (ESO), *Ks* magnitude (ESO), *K'* magnitude (Calar Alto), NMA ($\lambda = 3.2$ mm; mJy), VLA (1.3 cm; mJy), VLA (3.6 cm; mJy), VLA (6.0 cm; mJy), GBI (3.6 cm; mJy), and GBI (13.3 cm; mJy). The arrows in the GIS panel indicate the times of the first peak of soft X-ray flares seen in the GIS medium bit-rate data.

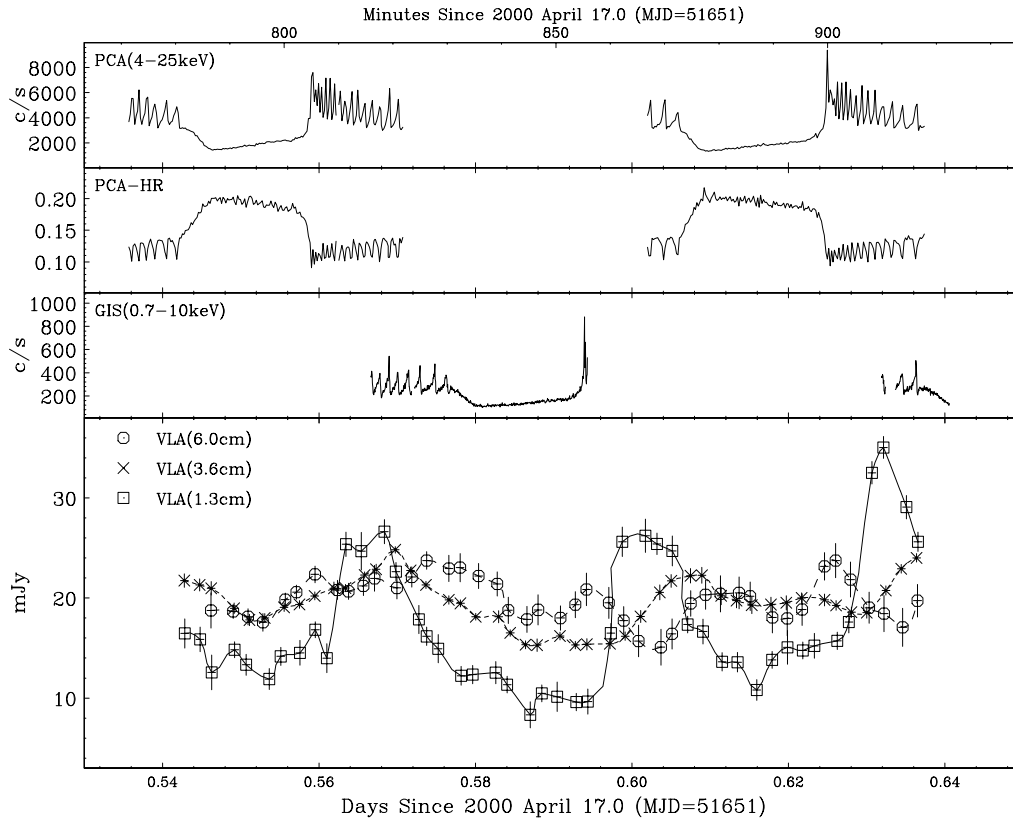


Fig. 2.—Multiwavelength light curves of GRS 1915+105 on 2000 April 17.53–17.65. From upper to lower panels: *RXTE* PCA at 16 s resolution (4–25 keV; counts s^{-1}), the PCA hardness ratio 4–10 keV and 10–25 keV, *ASCA* GIS at 4 s resolution (0.7–10 keV; counts s^{-1}), and radio fluxes by VLA (1.3, 3.6, and 6.0 cm; mJy).

3.1.2. Hard X-Rays and Gamma Rays

Throughout the observations GRS 1915+105 was quite bright in hard X-rays: the BATSE flux of ~ 0.10 photons $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ (20–100 keV) was at a typical level of the “plateau” state (Foster et al. 1996). The OSSE flux (50–300 keV) showed a significant variability at a 20% level (peak-to-peak) on hours to days. After April 21, when rapid soft X-ray oscillations ceased, the daily averaged flux increased by about 20%. Then, it once decreased at UT \simeq 2000 April 24.5 but recovered at April 25.0 accompanied with decrease of the soft X-ray flux in the 0.7–10 keV band. On much shorter timescales, hard X-ray fluxes (above 20 keV) are much less variable than soft X-rays during the flare-dip cycle (§ 3.5.2; see also Rodríguez et al. 2002a).

3.1.3. Radio and Infrared

The source showed weak flares in the radio and infrared bands associated with the soft X-ray oscillations on April 17 and 20 (Figs. 2 and 3). On April 25, a sinusoidal flux variation, which may be regarded as a flare, was found in the combined infrared light curve (Fig. 5). We present the details in § 3.3 and discuss the origin of these radio/infrared flares in § 4.1. The GBI data also show evidence for such faint flares (e.g., on April 19). No major radio flares exceeding ~ 100 mJy was detected.

The K' and K_s magnitudes observed during the quasi-steady state is in the range of 13.2–13.6, which is significantly brighter than the faintest level of $K = 14$ –14.5 ever observed (Chaty et al. 1996; Mirabel et al. 1998). This result indicates that the source was quite active throughout the campaign, even when no apparent flare was observed. Finally, as noticed from Figure 1, the persistent infrared flux levels seemed to correlate with the soft X-ray intensity on timescale of hours (see §§ 3.4.2 and 4.2).

3.1.4. Temporal State of the Source

To summarize, the source was predominantly in the so-called plateau or low/hard state (class χ , or state C, in Beloni et al. 2000) with a flat radio-mm-(infrared) spectrum (see Fig. 6) during the campaign. Recently, it was revealed by VLBA that this state is accompanied with compact jets of ~ 10 AU size (Dhawan, Mirabel, & Rodríguez 2000b). The source sometimes showed soft X-ray flares (oscillation) classified as class α . In particular, before April 20, a rapid, quasi-periodic flare-dip cycle was observed, being associated with faint radio and infrared flares.

In the subsequent sections, we present the detailed results of (1) the whole spectral energy distribution (SED) of GRS 1915+105 in the plateau state, (2) the radio and infrared flares, (3) the quasi-steady infrared emission, and (4) the high-energy spectra. The last three topics are further discussed in § 4.

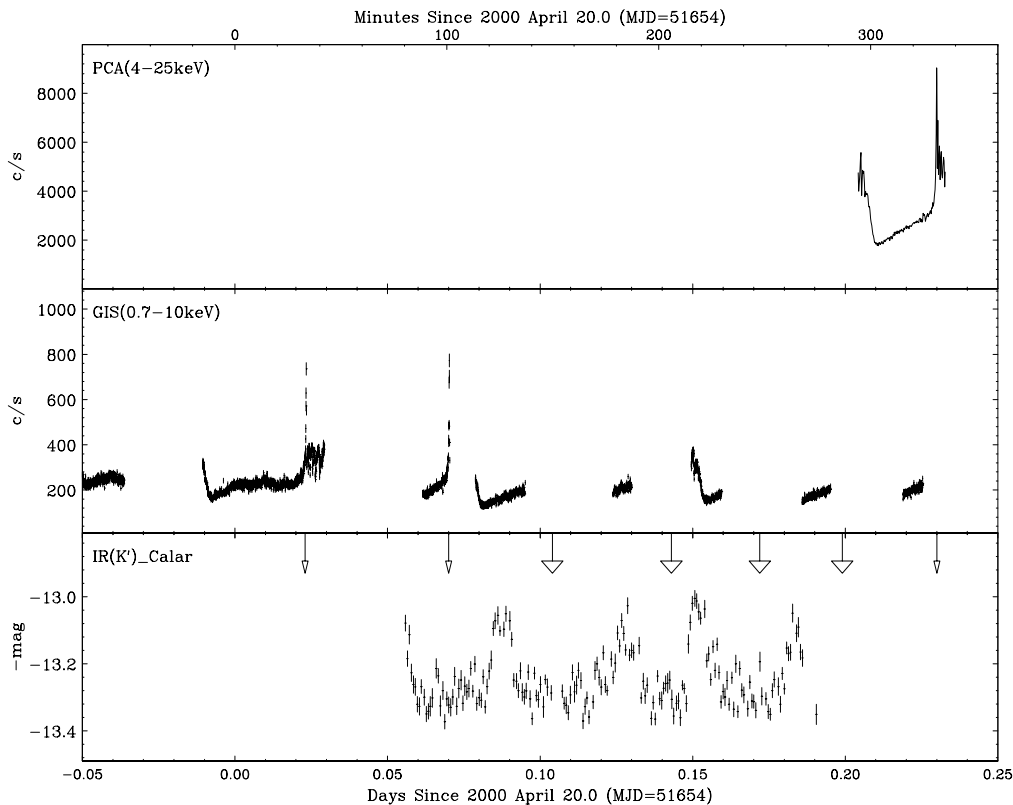


FIG. 3.—Multiwavelength light curves of GRS 1915+105 on 2000 April 19.95–20.25. *From upper to lower panels:* *RXTE* PCA at 16 s resolution (4–25 keV; counts s⁻¹), *ASCA* GIS at 4 s resolution (0.7–10 keV; counts s⁻¹), and infrared *K'* magnitude taken at the Calar Alto observatory. The arrows with a large (small) width in the bottom panel indicate the estimated (observed) time of the first peak of the soft X-ray flares (see § 3.3).

3.2. The Spectral Energy Distribution of GRS 1915+105 in the Plateau State

In this subsection we present the whole spectral energy distribution of GRS 1915+105 determined from our data, to have the overall idea about emission mechanisms at each wavelength. Here we focus on the spectra in the plateau state (i.e., a quasi-steady state) to avoid complexity with time variability. Note that this state is most commonly observed from this source (Belloni et al. 2000) being accompanied with the AU-scale (steady or variable) jet and is a potentially very important phase to understand the mechanism of superluminal jets because the state appears to be present as a precursor of large ejection events (Foster et al. 1996). Figure 6 shows the energy spectrum of GRS 1915+105 in νI_ν over the wavelength range of 12 orders of magnitude. They are corrected for an interstellar absorption (or extinction): we assume $A_J = 7.1 \pm 0.2$, $A_H = 4.1 \pm 0.2$, and $A_K = 3.0 \pm 0.1$ from Chaty et al. (1996), which values are derived from millimeter observations and consistent with X-ray observations of the source. The GIS-PCA-HEXTE spectra are calculated from the data of April 22.4–22.6, and the OSSE spectrum is from April 21.0–25.6. (The normalization of the OSSE spectrum is multiplied by a factor of 1.35 to match the GIS one.) Detailed spectral models used to calculate unfolded spectra are described in § 3.5.2. For the radio and infrared data, we plot the minimum and maximum flux densities obtained during April 21.0–26.0, when no obvious flares were detected. As for the flux density

at 3.2 mm, we use the NMA data taken on April 16, 17, and 18, which may contain a contribution of flares.

The emission in the X-ray to gamma-ray bands is dominated by Comptonization, which is approximated with a power law with different slopes below $\simeq 6$ keV and above $\simeq 50$ keV. In the soft band there is a contribution of thermal emission from the optically thick accretion disk, which is rather small in the plateau state as widely reported in the literature (Belloni et al. 2000; Munro et al. 2001). The estimated contribution of the reflection component and of the disk component (modeled by the multicolor disk [MCD] model; Mitsuda et al. 1984) are plotted separately from the best-fit parameters of Table 4.

The emission in the infrared band has, as we will show later, at least three different components: a blackbody emission from the companion star, a reprocessing of X-rays in outer parts of the accretion disk, and a synchrotron emission from quasi-steady compact jets, whose contributions to the total are estimated at 20%–40%, 20%–30%, and less than 60%–30%, respectively (see § 4.2). In the figure we plot the contribution from the companion star assuming a blackbody temperature of 4800 K and a *K* magnitude of 15.0 (Greiner et al. 2001). We can see that a contribution of the multicolor disk component itself, whose parameters are determined from the X-ray data, is negligible to the observed infrared flux, as far as the standard disk is assumed.

In the radio band, we see a flat spectrum ($\alpha \simeq 0$ for $I_\nu \propto \nu^\alpha$). The emission is most likely attributed to an opti-

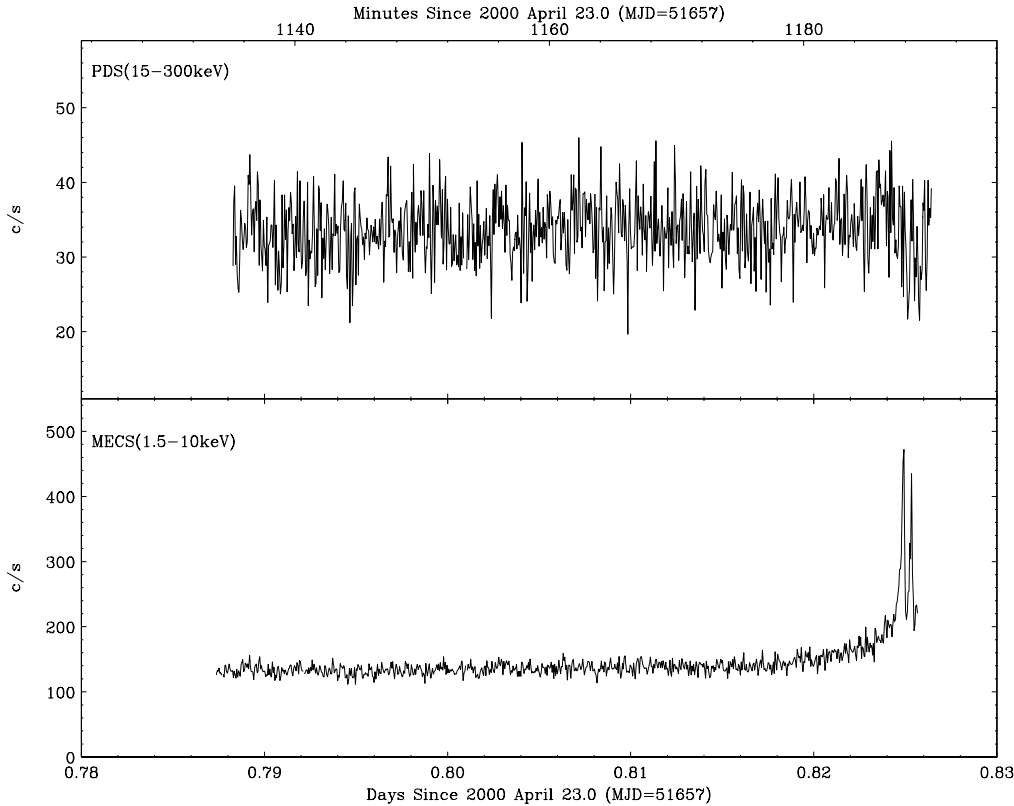


FIG. 4.—Multiwavelength light curves of GRS 1915+105 on 2000 April 23.78–23.83. From upper to lower panels: *BeppoSAX* PDS at 4 s resolution (15–300 keV; counts s⁻¹) and MECS (1.5–10 keV).

cally thick synchrotron radiation from compact, quasi-steady jets. Fitting to the mean VLA fluxes at 1.3, 3.6, and 6.0 cm yields $\alpha = -0.03 \pm 0.09$, 0.04 ± 0.03 , and -0.12 ± 0.07 , on April 21, 22, and 23, respectively. The best-fit power-law spectrum for the April 22 data which are simultaneous ones to the presented X-ray spectrum, are plotted in Figure 6. The extrapolation of this spectrum toward shorter wavelengths roughly agrees with the third component of the infrared emission (see above). It is consistent that the flat synchrotron spectrum continues, at least, until the *K* band (1.4×10^5 GHz) (Ogley et al. 2000; Fender 2001). The absolute radio fluxes showed daily variations, by at least a factor of 3, indicating different jet activities on a timescale of a day but stable on a timescale of hours.

It would be interesting to compare the spectral energy distribution (SED) of GRS 1915+105, a *microquasar*, with those of *quasars*. According to typical SEDs of AGNs presented by Elvis et al. (1994) in their Figures 1 and 10, the ratio of νI_ν between the radio ($\nu = 10^{10}$ Hz) and X-ray (10^{18} Hz) bands is roughly $\sim 10^{-2}$ for radio-loud quasars and $\sim 10^{-5}$ for radio-quiet quasars. (If we use fluxes in UV bands instead of X-rays as a measure of accretion power, where an optically thick thermal emission from the accretion disk has a peak, the ratio becomes $\sim 10^{-3}$ and $\sim 10^{-6}$, respectively.) On the other hand, Figure 6 shows that the radio-to-X-ray ratio is about 10^{-7} for GRS 1915+105 in the plateau state (and at most 10^{-5} even when large radio flares reaching ~ 1 Jy were observed). This indicates that GRS 1915+105 should fall in the regime of “radio-quiet” microquasars.

The flat radio spectrum in the plateau state resembles that of radio-quiet quasars below $\sim 10^{11}$ Hz. However, in the case of GRS 1915+105 the flat spectrum seems to continue till 10^{14} Hz, while radio-quiet quasars have the so-called millimeter break around 10^{12} Hz, above which the spectrum steepens ($\alpha \gtrsim -1$). The reason is unclear, but the difference should be taken into account when applying the same jet model developed for AGNs to GRS 1915+105, as discussed by Fender et al. (2000).

3.3. Radio and Infrared Flares

In three epochs we detected faint flares in the radio and infrared bands with a duration of 10–20 minutes, although none of them was simultaneously observed in radio and infrared bands, unfortunately. They are most likely attributed to the ejection of jets emitting via synchrotron radiation. We present these results in association with the simultaneous X-ray light curves. Detailed discussions on the origin of these events are made in § 4.1.

Figure 2 shows the VLA light curves and simultaneous X-ray light curves on 2000 April 17 taken with the PCA and GIS. As noted, the radio fluxes were variable on a timescale of about 45 minutes, with the short wavelength varying earlier and more than the longer wavelengths. This behavior has often been seen previously during the X-ray dip/flare cycles of about 30–40 minutes period (Pooley & Fender 1997; Eikenberry et al. 1998; Mirabel et al. 1998) and is probably due to the injection of

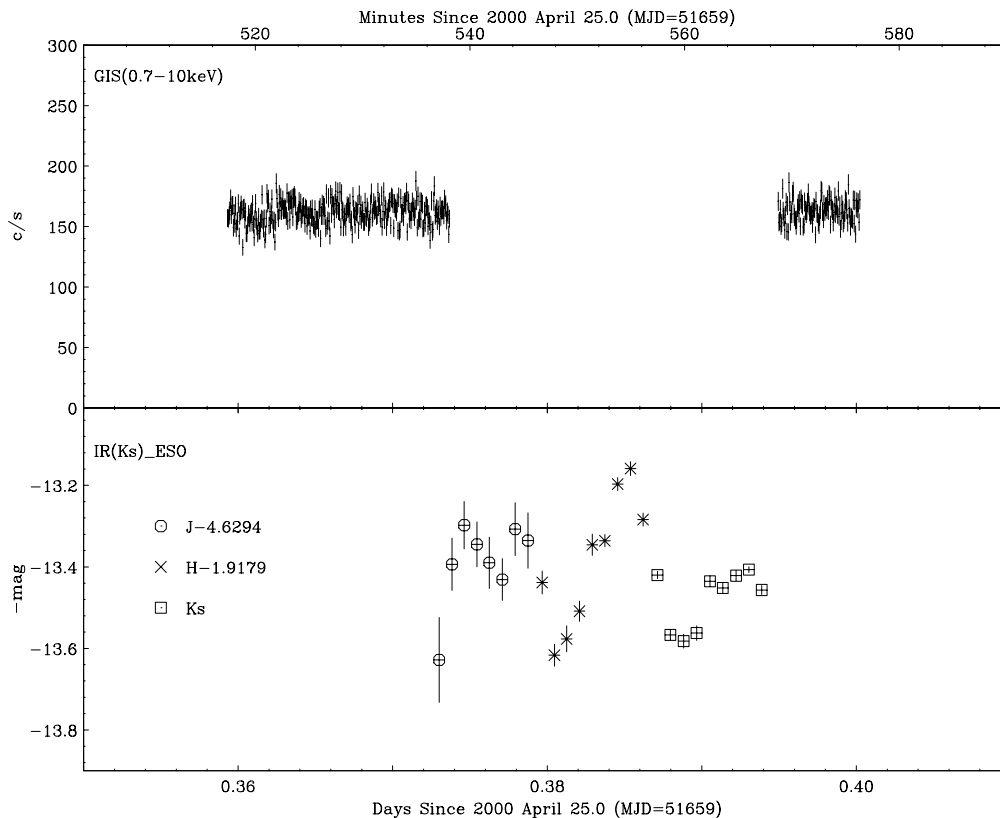


FIG. 5.—Multiwavelength light curves of GRS 1915+105 on 2000 April 25.35–25.41. From upper to lower panels: *ASCA* GIS at 4 s resolution (0.7–10 keV; counts s^{-1}) and near-infrared magnitudes (*J*, *H*, and *Ks*) taken at the ESO. Offsets of -4.6294 and -1.9179 are added to the *J* and *H* magnitudes, respectively.

plasma into the flat-spectrum optically thick AU scale jet in the plateau state. The X-ray counts show flare-dip cycles, which are probably caused by the associated disk instability (e.g., Belloni et al. 1997). Although the time resolution is limited, we see flux enhancement in the NMA 3 mm data on April 18 and in the GBI 3.6 cm data on April 19, which could be attributed to similar radio flares. On the other hand, the VLA data on April 21, 22, and 23 indicate that the source is weaker and the variability is not much more than the random noise. During these epochs X-ray light curves did not show oscillations. The radio spectrum of April 17 was also “flat,” i.e., showing approximately the same radio flux density at 6, 3.6, and 1.3 cm at the peak of the variation cycle. This is expected since the source size inferred from the variability (≈ 1 minute) is small and thus optically thick. (The optically thin, steep spectrum ejecta, if present at all, would not be resolved by the large beam $\geq 1''$.)

Similar faint flares were also detected in the K' band on April 20. Figure 3 shows a blow up of the K' -band light curve at 1 minute resolution, plotted with the *ASCA* GIS and *RXTE* PCA counts. The X-ray flares correspond to the same class (class α) as April 17, although the whole variability pattern seems slightly different from the previous epoch in the sense that the duration of the dip relative to the flare is longer and that the amplitude of the first peak is more prominent compared with the subsequent peaks. As seen from the figure, four (or five if the beginning of the data is

counted) separated infrared flares are detected, each has a peak-to-peak amplitude of about 0.3 mag (about 20 mJy if dereddened). Because of the gaps in the GIS data, we could detect only one peak that marks the beginning of the X-ray flare at April 20.07. Nevertheless, the linear rise patterns of the X-ray intensity suggest the presence of such flares between them, supporting one-to-one correspondence between the infrared and X-ray flares. For later discussion, we estimate the timing of the flares that were not directly observed. In the last panel of Figure 3 the estimated positions of the first peak in each oscillation phase are marked by the downward arrows, with a larger width representing the probable error (those with a smaller one are actually observed peaks). Here we have assumed, based on the variability pattern observed in the GIS and PCA data around this epoch, that (1) the duration of the oscillation phase is 15 minutes and that (2) the flux level at the bottom of the dip, just following the oscillation phase, can be known by a linear interpolation from those before and/or after the cycle.

Figure 5 shows combined infrared light curves taken at the ESO on April 25, together with the GIS light curve. The first eight points correspond to the *J*-band data, the next nine ones to *H*, and the rest to *Ks*. To make it easy to see the variability over the whole period, we add offsets to the *J* and *H* magnitudes to plot them at the same level as *Ks*, so that the data points are smoothly connected by a linear extrapolation. The light curve suggests the presence of a significant, sinusoidal variability with a period of about 10 minutes with

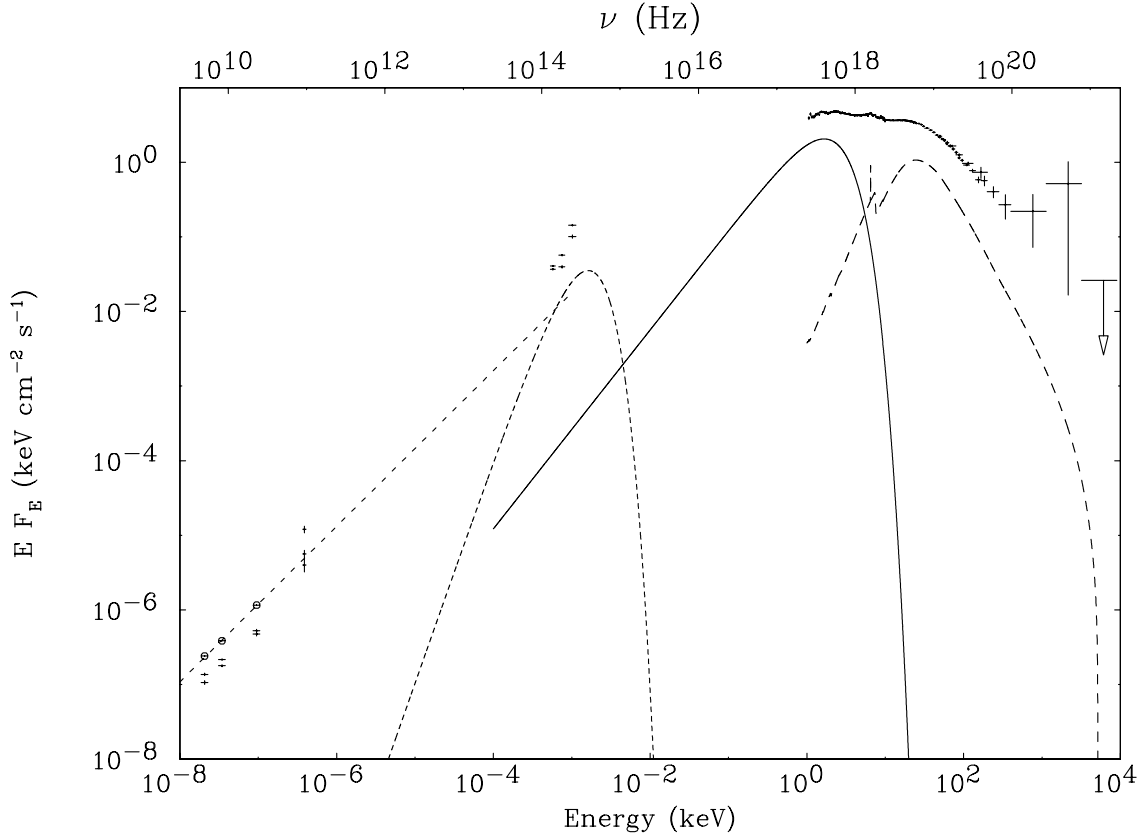


FIG. 6.—Spectral energy distribution of GRS 1915+105 in the plateau state (except for the 94 GHz data) obtained from the campaign. Interstellar absorption and extinction are corrected. The 1–200 keV data are calculated from the simultaneous GIS-PCA-HEXTE spectra on April 22.4–22.6, and the 0.05–10 MeV data are from the averaged OSSE spectrum on April 21.0–26.0. The near-infrared data correspond to the minimum and maximum flux densities during April 21.0–26.0 observed at the ESO. The three fluxes in the radio band (5, 8, and 22 GHz) are taken from the VLA data on April 21, 22, and 23, while those at 94 GHz ($\lambda = 3.2$ mm) are from the NMA data on April 16, 17, and 18. *Models from right to left:* The long-dashed line corresponds to an estimated contribution of the reflection component ($\Omega/2\pi = 0.64$, $\xi = 2$; see Table 4 for detailed explanation) with an iron-K emission line (at 6.5 keV with an equivalent width of 4 eV); the solid line corresponds to the multicolor disk ($kT_{\text{in}} = 0.70$ keV, $R_{\text{in}} = 61$ km); the short-dashed line (*right*) corresponds to the blackbody spectrum of the companion star with a temperature of 4800 K; and the short-dashed straight line (*left*) corresponds to the best-fit power law determined from the three radio fluxes on April 22 ($I_{\nu} \propto \nu^{0.04}$), which are simultaneous data to the 1–200 keV spectra plotted here.

a peak-to-peak amplitude of about 0.5 mag. Although, unfortunately, most of the strictly simultaneous epoch is not covered by the GIS, there is no evidence for any X-ray flare around this time within offsets of 20–30 minutes.

3.4. Quasi-Steady Infrared Emission

3.4.1. Infrared Spectra

The infrared spectra (1.53–2.52 μm) taken on 2000 April 22 with a resolution of 600 are shown in Figure 7. The visible lines, as already seen by, e.g., Martí et al. (2000) and Greiner et al. (2001b) are summarized in Table 3. The presence of He II is consistent with the fact that the source was in a low state on April 22, as seen on the X-ray and radio light curves. We also detect the ^{12}CO and ^{13}CO absorption band heads, as discovered by Greiner et al. (2001b). The presence of both He II and $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ absorption band heads being a signature of a low-mass system, this confirms the claims of these authors that the companion star is a K–M III star. The K magnitude of the star is estimated to be 14.5–15.0 (Greiner et al. 2001b), which accounts for about 20%–40% of the total magnitude observed in the plateau state.

3.4.2. Correlation between Infrared and X-Ray Fluxes in the Plateau State

In carefully comparing the GIS and infrared K' light curves in Figure 1, one may notice a good correlation between the quasi-steady flux levels in the two bands, except for the data of April 20, where flares were observed. Such correlation is clearly seen also from the data on April 25 alone, where both soft X-ray and infrared fluxes gradually decreased with similar profiles. Figure 8 shows the correlation between the K' magnitude, taken at the Calar Alto observatory, and the corresponding GIS count rates (0.7–10 keV) using exactly simultaneous exposures. Different symbols correspond to different days. Sixteen data points are merged into one point for the K' magnitude, thus giving averaged fluxes with a time resolution of about 16 minutes. We do not include the K_s data taken at the ESO, for which available simultaneous GIS data are limited, to avoid systematic errors by instrumental effects.

Figure 8 demonstrates the good correlation between them except for the data on April 24. Such correlation can be most easily explained in terms of reprocessing of irradiating X-rays. The reprocessor cannot be located farther away

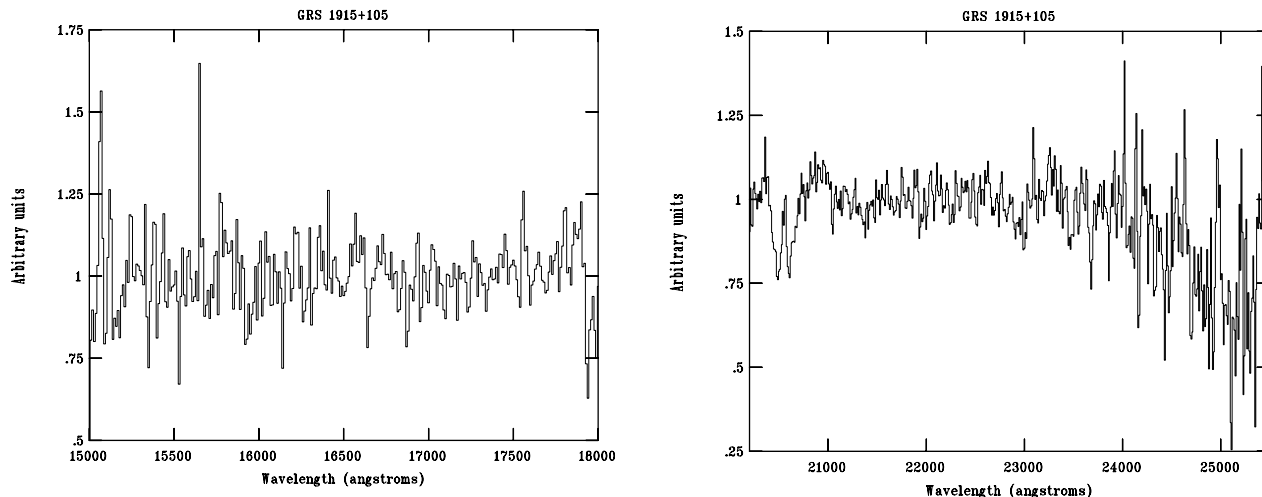


FIG. 7.—Infrared spectra of GRS 1915+105 taken at the ESO on 2000 April 22 at a resolution of $\lambda/\Delta\lambda = 600$ (upper: the 1.53–1.80 μm range; lower: 2.03–2.55 μm). The spectra are normalized and therefore vertical units are arbitrary.

from the black hole than $\sim 10^{13}$ cm because the time delay is less than ~ 10 minutes, as seen from the April 25 data, and hence it is most likely the outer parts of the accretion disk. We discuss this correlation quantitatively in § 4.2. The reason for the deviation of the April 24 result is not clear at present.

3.5. High-Energy Spectra

3.5.1. OSSE Spectra

We analyze the OSSE spectrum, covering the highest energy band from 50 keV to 10 MeV. As mentioned above, GRS 1915+105 was in active states showing rapid soft X-ray oscillations before 2000 April 21 and then became more stable. To see if there is any difference of the high-energy spectra between before and after UT = April 21.0, we separately calculated OSSE spectra in the two epochs, from April 18.7 to April 21.0 and from April 21.0 to April 25.6. (It is not feasible to extract the OSSE spectra with the exactly same GTIs as the X-ray data owing to limited photon statistics.) Assuming a power law, we find no significant difference in terms of the photon index except that the normalization in the second epoch is larger by about 20%. Hence, we sum the whole data from a total exposure of 169 ks. We find that the whole OSSE spectrum from 0.05 to ~ 1 MeV can be well described by a single power law ($\chi^2/\text{dof} = 5.8/16$). We obtained a photon index of 3.12 ± 0.06 with a flux of $(2.2 \pm 0.1) \times 10^{-9}$ ergs $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$

(0.05–10 MeV; this value is not corrected for any calibration difference from the other instruments), confirming the results of Zdziarski et al. (2001). The flux is the largest ever observed with OSSE, and the photon index is the typical value of this source (Grove et al. 1998; Zdziarski et al. 2001). Figure 9 shows the unfolded OSSE spectrum. It is apparent that the data show no evidence of a spectral cutoff. The data appear to suggest a slight hardening of the spectrum above 500 keV, but we note that the total significance of the excess over the power-law model is less than 1.6σ .

TABLE 3
LINE FEATURES IN THE INFRARED SPECTRA

Identification (λ)	Observed λ	EW (\AA)	FWHM (\AA)
He I (2.0587).....	2.0558	-8.83	37.3
Br γ (2.1661).....	2.1600	-2.16	19.14
He II (2.1891).....	2.1895	-4.65	39.25
Na I (2.20624–2.20897).....	2.2044	-4.91	35.2

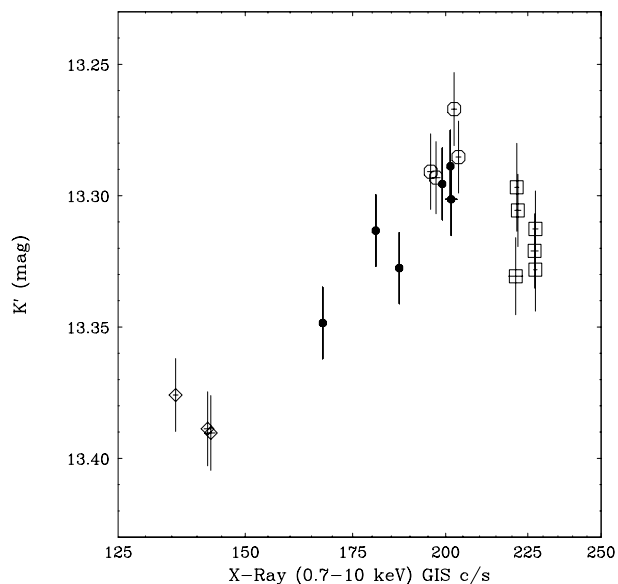


FIG. 8.—Correlation between the infrared K' magnitude (taken at Calar Alto) and the GIS count rates (0.7–10 keV), each averaged for ~ 16 minutes with exactly simultaneous exposures. Different symbols correspond to different days (open circles: April 21; diamonds: April 22; open squares: April 24; filled circles: April 25). The data of April 20, which showed infrared flares, are not included.

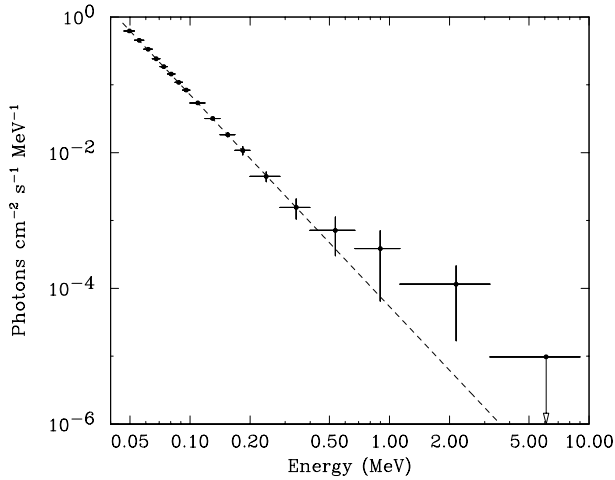


FIG. 9.—OSSE unfolded spectrum in the 0.05–10 MeV range taken from 2000 April 18.7 to April 25.6. The model is the best-fit power law with a photon index of 3.12.

Given the additional systematic uncertainty (not shown in the error bars) in energies above an MeV (see the discussion in § 2.1.1), we do not consider the excess to be significant, and we make no claim to the existence of any spectral hardening above the best-fit power law. If we combine it with the *RXTE* HEXTE spectrum taken on April 22 to cover a wider energy range over 25 keV–10 MeV, we find a spectral break at 56 ± 8 keV, below which the photon index is about 2.67 ± 0.05 . Note that the presence of the spectral break is confirmed by the HEXTE spectrum alone (Fig. 10), which gives a break energy at 42_{-5}^{+12} keV, consistent with the above result.

3.5.2. GIS-PCA-HEXTE Spectra

In this section, we perform joint spectral analysis from the *ASCA* /GIS, *RXTE* /PCA, and *RXTE* /HEXTE data, covering the 1–200 keV band. The detailed analysis of the spectral evolution during the flares is beyond the scope of this paper, and we present the overall spectral properties in

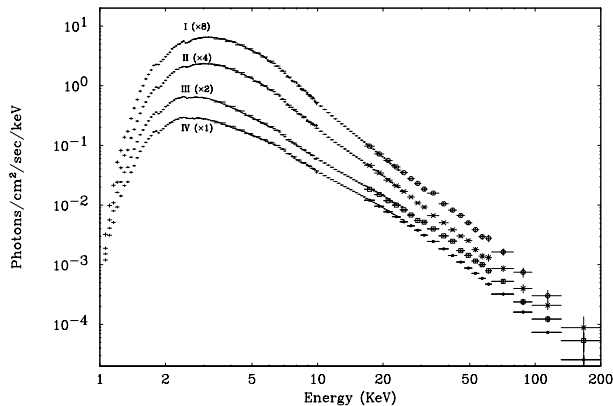


FIG. 10.—Combined GIS-PCA-HEXTE unfolded spectra in the 1–200 keV band in the four different states (see text), the (I) oscillation-high, (II) oscillation-low, (III) dip, and (IV) plateau state, each multiplied by a factor of 8, 4, 2, and 1, respectively, for clarity of the plots.

typical states. In the joint spectral fitting, we paid special attention to avoid systematic errors. We made cross-calibration between the instruments using the spectra of Crab Nebula and effectively corrected the quantum efficiencies in the response matrices for the slight difference in the obtained best-fit Crab photon index between different instruments, which turned out to be about 0.05 between GIS and PCA with the use of the latest responses. Absolute normalizations presented in this paper are determined from the GIS (which gives the 2–10 keV Crab flux of 2.2×10^{-8} ergs $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$). For all the spectra, we added a 1.5% systematic error in each energy bin and, conservatively, 3% for the GIS data below 2.2 keV, considering possible uncertainties in the responses for highly absorbed sources. We limited the energy range of the GIS, PCA, and HEXTE spectra to 1.2–10, 3.5–25, and 20–200 keV, respectively.

As mentioned above, during the *RXTE* observations on April 17 and 20, the source showed a peculiar pattern of variability, characterized by a rapid oscillation lasting for typically 500–1000 s, followed by a decline of ~ 200 s and a slow rise of ~ 1000 –2000 s. The soft X-ray intensity and the hardness have correlations: when the intensity is high, the spectrum becomes hard in the 0.7–10 keV range but soft in the 3–31 keV range. We here define four characteristic states: state I = the “oscillation high” state, when the soft X-ray flux is larger than roughly the mean value during the oscillation phase (>1800 counts s^{-1} per PCU in the 16 s resolution light curve); state II = the “oscillation low” state (<1800 counts s^{-1} per PCU); state III = the “dip” state, when the intensity increases linearly with time between oscillations; and state IV = the plateau state, observed after 2000 April 22.

We create the spectra separately for the four states defined above, although the *ASCA* and *RXTE* data are not strictly simultaneous: for states I, II, and III, we use the *RXTE* data from the April 17 observation and the GIS data taken between April 17.51 and 18.90. For state IV, we calculate them separately for April 22 and 23 from each epoch covered by *RXTE* but mainly present the results from the April 22 data unless otherwise mentioned. For modeling of the continuum, we use the multicolor disk model plus a hard component whose form is described below, modified with the interstellar absorption. Based on the analysis of frequency-resolved energy spectrum at frequencies higher than several hertz done by Yamaoka (2001), we adopt a phenomenological model for the hard component, a broken power law with a break energy at 6–7 keV below which the photon index is fixed at 1.65, multiplied by the high-energy cutoff (*highecut* in the XSPEC package). The cutoff is necessary to account for the spectral break (or curvature) around 50 keV, as mentioned above. Note that this approximation is valid only for spectral fits in the range below ~ 200 keV because no cutoff is present at higher energies, as we have shown above.

Figure 10 shows unfolded spectra for each state. We find that the fit with this continuum model alone is acceptable for states I and II but not for states III and IV ($\chi^2/\text{dof} = 174/154, 178/154, 532/154,$ and $794/154$, respectively). Nevertheless, the residuals indicate that the continuum is reproduced within a 5% level with this model for any state, which is sufficient to see the difference of the continuum from these unfolded spectra. As noticed from the figure, the spectra in the dip (state III) and plateau (state IV) states are very similar to each other, and the contribu-

TABLE 4
RESULTS OF THE FIT TO THE GIS-PCA-HEXTE SPECTRA

PARAMETER	STATE I	STATE II	STATE III	STATE IV	
				April 22	April 23
N_{H} (10^{22} cm $^{-2}$)	4.8 ± 0.1	4.6 ± 0.1	4.2 ± 0.1	4.0 ± 0.1	4.1 ± 0.1
kT_{in} (keV) ^a	1.46 ± 0.05	1.28 ± 0.04	0.85 ± 0.02	0.70 ± 0.03	0.84 ± 0.05
R_{in} (km) ^a	30 ± 2	32 ± 2	52 ± 3	61 ± 7	49 ± 8
A^{b}	3.6 ± 0.4	2.8 ± 0.2	1.72 ± 0.04	2.16 ± 0.04	2.44 ± 0.09
Γ^{b}	2.60 ± 0.10	2.44 ± 0.06	2.52 ± 0.05	2.41 ± 0.05	2.54 ± 0.09
E_{break} (keV) ^b	6.1 ± 0.5	6.3 ± 0.2	6.6 ± 0.2	6.5 ± 0.2	6.7 ± 0.3
E_{fold} (keV) ^b	115^{+56}_{-32}	78^{+17}_{-12}	1000 (fix)	200^{+70}_{-40}	290^{+530}_{-120}
$\Omega/2\pi^{\text{c}}$			0.88 ± 0.10	0.64 ± 0.08	0.66 ± 0.14
ξ^{c}			<0.02	<20	<73
EW (6.5 keV) (eV) ^d			<12	<13	<21
τ_{edge} (9.3 keV) ^e			0.08 ± 0.03	0.05 ± 0.02	0.04 ± 0.03
2–10 keV flux (10^{-8}) ^f	2.23	1.54	0.77	0.80	0.97
10–200 keV flux (10^{-8}) ^f	0.98	0.88	0.88	1.09	1.10
χ^2/dof	174/154	178/154	163/151	142/150	103/150

NOTE.—Errors are 90% confidence limits for a single parameter.

^a The component of the multicolor disk model (Mitsuda et al. 1984): kT_{in} and R_{in} is the (apparent) innermost temperature and the radius, respectively. To calculate R_{in} ; a distance of 11 kpc and an inclination of 66° are assumed.

^b The component of a broken power law: A is the normalization at 1 keV in units of photons cm $^{-2}$ s $^{-1}$ keV $^{-1}$, and Γ is the photon index above the break energy E_{break} , below which the photon index is fixed at 1.65. High-energy cutoff (*highcut* in XSPEC) is multiplied with an cutoff energy of 17 keV (fixed) with a folding energy E_{fold} .

^c The reflection component by Magdziarz & Zdziarski (1995; *pexriv* in XSPEC). Ω is the solid angle of the reflector and ξ is the ionization parameter. The disk temperature, elemental abundance, and inclination are fixed at 3×10^4 K, 1 solar, and 66° , respectively. The input spectrum is approximated by a cutoff power-law model with a photon index and a folding energy of 2.4 and 200 keV (state III), 2.0 and 70 keV (state IV, April 22), and 2.2 and 80 keV (state IV, April 23).

^d The equivalent width of an iron-K emission line fixed at 6.5 keV with a 1σ width of 10 eV.

^e The optical depth of the 9.3 keV edge from H-like iron ions. An absorption line from the same ions are included with the parameters as measured by *Chandra* HETGS (Lee et al. 2002).

^f The absolute flux is normalized to the GIS value.

tion of the soft, disk component seems much weaker than in the oscillation states (states I and II). In contrast, the difference of the hardband spectrum above ~ 30 keV is not conspicuous between these states, except for a slight difference in the normalization. We can see that a canonical “MCD plus power-law” model cannot be used to reproduce the continuum appropriately, at least for states III and IV, because the soft X-ray emission below ~ 6 keV is weaker than the extrapolation of a single power law determined in higher energy bands.

In the spectra of states III and IV, we notice a broad absorption-edge-like structure above ~ 7 keV and a hump around 25 keV, which are most likely due to the presence of a reflection component. This is already discussed in Zdziarski et al. (2001). Alternatively, such feature might be explained by a partial covering. In our case, however, the derived column densities ($N_{\text{H}} \simeq 3 \times 10^{24}$ cm $^{-2}$) exceed 1 Thomson optical depth, which would lead to a significant increase of the intrinsic luminosity corrected for Thomson scattering, for example, greater than 2×10^{39} ergs s $^{-1}$ in state III. This is above the Eddington luminosity of the 14 M_{\odot} black hole, and hence we think the “pure” partial covering case is unlikely. We finally find that the combined GIS-PCA-HEXTE spectra in these states can be fitted with a sum of the MCD model, a broken power law modified with the high-energy cutoff, and a reflection component. In addition, an absorption edge is required at 9.3 keV; this is

expected when H-like iron ions are present in the line of sight, as indicated by the iron-K absorption line at 7.0 keV in the *Chandra* HETGS data taken at a quasi simultaneous epoch (Lee et al. 2002). For the calculation of the reflection component, we use the *pexriv* code by Magdziarz & Zdziarski (1995), approximating the incident spectrum by a cutoff power-law model with the parameters determined from the observed spectrum for each state. Since the reflection component should be accompanied by an iron-K emission line, we include it in the fit, assuming a narrow one and fixing its energy at 6.5 keV. The H-like iron-K absorption line is also included with the same parameters as Lee et al. (2002), which has an equivalent width of about 20 eV.

Table 4 summarizes the best-fit parameters in each state (we do not include the reflection component or edge structure at 9.3 keV in states I or II since they are not required). The best-fit model for the spectra on April 20 (=state IV) are plotted in Figure 6. We obtain the innermost radius of the MCD component to be 30 ± 2 , 32 ± 2 , 52 ± 3 , and 61 ± 7 km on April 22 (49 ± 8 km on April 23) for states I, II, III, and IV, respectively, assuming the distance of 11 kpc and inclination of 66° . Note that these values may be referred only for relative estimates for the disk radius between different states, since the absolute radius obtained from the fit strongly depends on the modeling of the hard component in the soft-energy range, which is highly uncertain.

4. DISCUSSION

4.1. Origin of the Radio and Infrared Flares

4.1.1. A Brief Summary of Radio/Infrared Flares Previously Reported from GRS 1915+105

From GRS 1915+105 at least three classes of jets have been observed so far according to the classification by Eikenberry et al. (2000): class A comprises major ejection events with radio fluxes of ~ 1 Jy (Mirabel & Rodríguez 1994; Fender et al. 1999); class B comprises repeated flares with a period of 30–60 minutes with (dereddened) amplitudes of ~ 100 –200 mJy, associated with the X-ray hard-dip/soft-flare cycle (e.g., Mirabel et al. 1998; Eikenberry et al. 1998); and class C comprises faint infrared flares with amplitudes of ~ 10 mJy observed in the soft-dip/soft-flare cycle (Eikenberry et al. 2000; see also Feroci et al. 1999). Interestingly, the infrared peak of these class-C events appeared to precede the X-ray dips by 200–600 s (unless there were time delays of longer than 2000 s that varied flare by flare). Accordingly, they suggest “outside-in” origins for the disk-jet connection. Note that the above classification is only phenomenological at present and that the distinction between class-B and class-C jets is sometimes ambiguous, particularly when X-ray data are not available.

For class-B jets observed in the in the X-ray state of class β (Belloni et al. 2000), many authors consider that they are triggered by a “spike” in the soft X-ray light curve separating the hard-dip and soft-dip phases (e.g., Mirabel et al. 1998; Yadav 2001). The similar decay times between the radio and infrared bands indicates that the adiabatic cooling dominates the radiative cooling (Fender et al. 1997; Fender & Pooley 1998). As a result, the intrinsic power of jets is estimated to be much larger than that observed as radiation (by $\geq 0.05^{-1}$; Fender 2001). The frequency-dependent peak delay of the flare peaks (higher frequencies peak earlier) can be explained in terms of expanding plasmoids radiating through synchrotron emission (e.g., Mirabel et al. 1998). However, as argued by several authors (e.g., Fender & Pooley 1998), the flat spectra of their peak fluxes in the radio to K bands are difficult to explain by a simple “van der Laan” model (see van der Laan 1966; Mirabel et al. 1998), rather favoring the partially self-absorbed conical jet models applied for AGNs (Blandford & Königl 1979). More updated models for the quasi-steady jets are proposed by, e.g., Falcke & Biermann (1999) and Kaiser, Sunyaev, & Spruit (2000).

4.1.2. Interpretation of Our Results

The flares observed on April 17 by VLA, in particular at 1.3 cm, and those in the K' band on April 20 are very similar in their amplitudes, time profiles, and associated X-ray state (class α). This tempts us to consider that these flares are essentially the same class of events. The (dereddened) amplitudes, about 10–20 mJy, may suggest their classification as class-C jets in terms of the flux. The fast rise time, typically ~ 1 minute, constrains the size of the emitting region to be less than $\sim 10^{12}$ cm. The decay timescale of the flares (about 10 minutes) is also similar between $\lambda = 1.3$ cm and $2.2 \mu\text{m}$, supporting previous claims that the adiabatic cooling is dominant in the frequency range at least below 1.4×10^5 GHz. By assuming a flat spectrum below 1.4×10^5 GHz with an intensity of 15 mJy and the distance of 11 kpc, the

power of the jet calculated according to Fender (2001)²⁰ becomes $L_{\text{jet}} \geq 6 \times 10^{36} (0.05/\eta) F(\Gamma, i)$ ergs s^{-1} . Here η is the ratio of the observed power to the total power, which is estimated at ≤ 0.05 (Fender & Pooley 2000), and $F(\Gamma, i)$ is the correction factor for relativistic bulk motion. If we assume the inclination of $i = 66^\circ$ and the velocity of $0.98c$ (thus giving $F(\Gamma, i) \simeq 140$) measured for the class-A event of 1997 October/November (Fender et al. 1999), the minimum jet power reaches 8×10^{38} ergs s^{-1} . This value amounts to about twice the observed X-ray-to-gamma-ray luminosity, 4×10^{38} ergs s^{-1} (1 keV–10 MeV) on April 22.

Timing of the radio/infrared flares with respect to the X-ray variability is important to constrain the mechanism of jets. For the radio flares on April 17, the observed frequency-dependent peak delay can be explained by an expansion of a plasmoid or an internal-shock region (see Kaiser et al. 2000), which predicts a time delay of $\Delta t \propto \lambda^{2/3}$ [van der Laan model for an electron energy distribution of $p \simeq 0$ for $N(E) \propto E^{-p}$] or $\Delta t \propto \lambda^1$ (self-similar regime of the Blandford & Königl jet), respectively. As seen from Figure 2, $\Delta t \sim 5$ minutes between $\lambda = 1.3$ and 3.6 cm. In either model, Δt at 1.3 cm is estimated at ~ 5 minutes, indicating that the start time of each radio flare coincides with the time of the first peak in the X-ray oscillation phase. The timing of radio flares on 1996 October 25 associated with class α (Fig. 5 of Pooley & Fender 1997) seems consistent with this picture, although their amplitudes, about 50 mJy, were about 3 times larger than ours. These first X-ray peaks may correspond to the soft X-ray “spike” of class β , which separates the states with hard and soft spectra, possibly triggering class-B jets (e.g., Yadav 2001). Obviously, the duration of the 1.3 cm flare is shorter than that of the X-ray oscillation phase. This rules out the scenario that the radio flare is a superposition of many short flares of a similar amplitude produced by “every” X-ray peak during the whole oscillation phase.

On the other hand, the interpretation for the infrared flares observed on April 20 is not straightforward. As noticed from Figure 3, the timing of the rise of each infrared flare does not match any of the first peak in X-ray oscillation, which are indicated by the arrows in the third panel. (This argument is firm, at least for the infrared flare on April 20.08–20.09, which is free from the data gap problem.) Therefore, if we relate the timing of infrared flares to the start time of each X-ray oscillations, as done for the April 17 events, two possibilities arise, i.e., (1) the infrared flare followed the first peak of X-ray oscillation phase or (2) the infrared preceded the X-ray (as in the case suggested by Eikenberry et al. 2000). In either case, as seen from Figure 3, the time delay seems to be different flare by flare, ranging from $\simeq 5$ to 30 minutes (plus integer times the one cycle period, $\simeq 45$ minutes). We favor the first possibility (infrared delay) because it is more natural to attribute the ejection to a change of the state of the accretion disk observed in X-rays and because it seems difficult to find physical mechanisms causing such a long delay in the second case. In the first case, the longest delay time indicates the distance of the infrared-emitting region can be far (5×10^{13} cm) from the black hole, assuming a jet velocity of $\sim 0.9c$. This is consistent with the the order of 2 AU (Dhawan et al. 2001). The highly delayed

²⁰ In the formula for L_{jet} given in § 7 of Fender (2001) 10^{36} should be replaced by 1.4×10^{35} .

infrared flare can then be understood by an internal shock that occurred far away from the jet base, being triggered by a matter ejected at the beginning of the X-ray oscillation. On the other hand, the size of the region “lit-up” by the internal shock must be $\leq 10^{12}$ cm from the constraints of the time variability, which is much smaller than the scale of jet length. This implies that the jet is well collimated with an opening angle of $\lesssim 1/10$, which is consistent with the values derived from other observations (e.g., Fender et al. 1999; Chaty et al. 2001).

We consider it unlikely, though cannot rule out, that the ejections occurred at the *end* of the oscillation, i.e., at the *start* of the dip. If the first two flares at April 20.08–20.09 and 20.125–20.135 had been triggered by the starts of the dip within ≈ 20 minutes, the infrared flare at April 20.15 would have occurred *before* the start of the dip by ≈ 5 minutes, contrary to the previous causality. Therefore, in either case, where the infrared flares *followed* or *preceded* the start of the dip, we have to introduce a long time delay, larger than 45 minutes, to reconcile the timing relation for the event at April 20.15. Finally, there could be even an extreme possibility that the ejections occurred during the dip phase without showing any apparent signature in X-rays. Indeed, the infrared flare-like flux variation detected on April 25 appeared not to be accompanied by any strong X-ray variability, although this is not conclusive because of the data gap. The detection of such variability might be consistent with the picture that the plateau is a quite active state exhibiting continuous internal shocks where a weak perturbation in the jet flow could cause faint radio/infrared flare even without a dramatic change in the accretion state observable in X-rays.

In summary, it is not clear whether or not all the faint ($\lesssim 40$ mJy) radio/infrared flares observed so far indeed belong to a single class of events. Although one-to-one correspondence between radio/infrared and X-ray variability pattern strongly indicates a tight disk-jet connection, it is not obvious yet what kind of transition seen in X-rays actually triggers the ejections. For example, the events detected by Eikenberry et al. (2000) are associated with the soft-dip/soft-flare cycle, while ours seem to be associated with the transition from the hard-dip to the soft-flare phase, similar to the case of class-B jets (Mirabel et al. 1998). Even within similar states, as in our observations on April 17 and 20, the timing relation between the radio/infrared flare and X-rays seems to be different. More observations are necessary to reveal the nature of these “faint” flares. They are potentially very important for understanding the physics of the quasi-steady jet in the plateau state, considered to exist in many X-ray binary systems (Fender et al. 2000).

4.2. Origin of the Quasi-Steady Infrared Emission

Here we summarize possible origins of infrared emission of GRS 1915+105, as listed in, e.g., Mirabel et al. (1997): (1) emission from the companion star, (2) reprocessing of X-rays in the outer parts of the accretion disk, (3) optically thin free-free emission from an X-ray-driven wind (van Paradijs et al. 1994), (4) synchrotron emission from jets (Sams, Eckard, & Sunyaev 1996), (5) Doppler-shifted line emission from ions in the relativistic jets (Mirabel et al. 1997), and (6) thermal dust reverberation of energetic outbursts (Mirabel et al. 1996). Below we constrain the contribution of the second origin.

As we have shown in Figure 8, we find a good correlation between the flux of the quasi-steady infrared emission and that of X-rays. To be quantitative, we fit the relation between the infrared flux F_{IR} (unit: mJy) dereddened with $A = 3.0$ versus the X-ray flux F_{X} (unit: GIS counts s^{-1}) with a linear function in the form of

$$F_{\text{IR}} = F_{\text{IR0}} + C \times F_{\text{X}},$$

based on a simple assumption that the reprocessed infrared flux was proportional to the irradiating X-ray flux and other components were constant. The data of April 24 are not included. The fit is quite good, and we obtain the best-fit parameters of $F_{\text{IR0}} = 37$ mJy and $C = 7 \times 10^{-5}$. This indicates that the contribution of the reprocessing of X-rays is about 20%–30% of the total observed magnitude ($K' = 13.25$ – 13.4 on 2000 April 21–25).

Thus, the contribution from the companion star and from reprocessing of X-rays in outer parts of the accretion disk is likely to account for about 20%–40% and 20%–30% of the observed, quasi-steady K magnitudes in the plateau state, respectively. The rest 60%–30% of the total infrared flux (i.e., 30–15 mJy) must have other origins than items 1, 2, and 6 listed above. As mentioned earlier, if we attribute this to synchrotron radiation from the jets, the result is consistent with the picture that the emission from quasi-steady compact jets continues from the radio to near-infrared bands with a nearly flat spectrum.

4.3. Origin of the High-Energy Spectra

We have presented the energy spectra of GRS 1915+105 in the 1 keV–10 MeV band, combining the contemporaneous *ASCA* GIS, *RXTE* PCA and HEXTE, and *CGRO* OSSE observations. These data provide the most complete coverage in high-energy bands ever presented in the literature for GRS 1915+105 and are used to construct the spectral model (Fig. 6). In the 1–200 keV band, using the simultaneous data, we could obtain the energy spectra separately in the three typical states during the soft X-ray flare (class α) and in the plateau state (class χ).

Power-law spectra with photon indices of ~ 2.5 extending above ~ 1 MeV without cutoff are often observed from black hole candidates (BHCs) in the “soft state” (e.g., Grove et al. 1998; Gierliński et al. 1999), in which most of the energies are emitted below ~ 5 keV via thermal emission from the optically thick accretion disk. These soft-state energy spectra are obviously different from the typical energy spectra in the hard state, which show power-law spectra with photon indices 1.7 and a thermal cutoff around 100–200 keV (e.g., Gierliński et al. 1997; Grove et al. 1998). The fact that GRS 1915+105 has a very “soft” ($\Gamma \approx 3$) spectrum indicate that its spectral state corresponds to the soft state rather than the hard state, although, in the plateau state, a contribution of the disk component seems much weaker than in the soft-state spectra of other BHCs. The absence of high-energy cutoff suggests the presence of nonthermal electrons, as Zdziarski et al. (2001) indicate that the spectra of GRS 1915+105 can be explained by a Comptonization model with a hybrid plasma with thermal and nonthermal electrons.

The spectral change in the oscillation phase, which is considered to be caused by thermal-viscous instability (e.g., Belloni et al. 1997), has been reported by many authors. In fact, as pointed by Yamaoka (2001), the apparently high temper-

ature and small radius in the oscillation high state, as confirmed from our observations, can be explained by emission from an optically thick advection-dominated accretion flow, a so-called slim-disk (Watarai et al. 2000), as a consequence of such a transition. Such a transition may trigger the ejection of jets observed in radio and infrared bands (§ 4.1).

We found that the spectrum in the dip phase between rapid oscillations and that in the more stable plateau state look similar, confirming that they are essentially the same class of spectral state (state C; Belloni et al. 2000). Indeed, they also share similar timing properties, showing quasi-periodic oscillations (QPOs) with harmonics (Rodríguez et al. 2002a). The correlation between the QPO frequency and the disk radius in the plateau state between April 22 and 23 is consistent with the claims by previous authors, in the sense that a higher frequency QPO is observed with a smaller disk radius. Such a correlation could be explained by the accretion ejection instability (Tagger & Pellat 1999; Rodríguez et al. 2001a; Varniere et al. 2002).

For states III and IV, we find the solid angle of the reflector subtending the X-ray source is $\Omega/2\pi \simeq 0.6-0.9$. This value predicts a total equivalent width of iron-K emission lines of 50–100 eV (e.g., Basko 1978; George & Fabian 1991), whereas we obtain only ~ 10 eV from our fits. Also, the *Chandra* HETGS data also show very small equivalent widths for (narrow) emission lines in the range of 6.4–6.6 keV, which are consistent with our results. Such apparently small line intensities could be explained by significant blurring of the line profile via Doppler redshift and/or Compton scattering or by another physical mechanism, such as Auger destruction (Ross, Fabian, & Brandt 1996). Note that the obtained edge depth from H-like iron, $\tau \simeq 0.05$, corresponds to the iron column density of $\log N_{\text{Fe}26} \simeq 18.7$, which is by about 1 order of magnitude larger than that derived from a simple curve of growth analysis of the absorption line (Lee et al. 2002). This implies that the resonance absorption lines are partially refilled by the emission-line photons at the same energy.

In our observations, we find that the spectrum above ~ 30 keV does not significantly differ between different states. The spectrum keeps the same slope ($\Gamma \approx 3$ above 50 keV) and shows similar fluxes even during the oscillation phase in spite of the large flux variation below $\lesssim 10$ keV. The eight OSSE observations summarized by Zdziarski et al. (2001) also show that, on much longer timescales, the power-law slope above 50 keV is almost always constant around $\Gamma \simeq 3.0$ and the flux stays within factor of 2 except for one occasion. Thus, the constant slope and the lack of correlation with soft X-ray states may be persistent features of the hard X-ray spectrum of GRS 1915+105. The stable emission above ~ 50 keV implies that the energy distribution of high-energy electrons responsible for Comptonization is regulated by some (unknown) mechanism, not being affected by the change of the state in the accretion disk. These results give strong constraints for theoretical modeling of the accretion flow in GRS 1915+105.

5. CONCLUSION

We have performed a multiwavelength campaign of GRS 1915+105 from 2000 April 16 to April 25, covering a wide energy band in radio ($\lambda = 13.3-0.3$ cm), near-infrared (*J*, *H*, and *K* bands), X-rays, and gamma rays (from 1 keV to 10

MeV), with *ASCA*, *RXTE*, *BeppoSAX*, *CGRO*, and ground facilities including the VLA, the NMA, the ESO, and the Calar Alto Observatory. This is one of the largest coordinated observations ever performed for this source. The main results obtained from this campaign are summarized as follows.

1. The source was predominantly in the “plateau” state (class χ) and sometimes showed soft X-ray flares (oscillation) classified as class α . Before April 20.3, a rapid, quasi-periodic flare-dip cycle was observed, being associated with faint radio and infrared flares.

2. The spectral energy distribution of GRS 1915+105 in the plateau state is presented covering the energy range of 12 orders of magnitude. The radio-to-near-infrared spectra are flat, consistent with the presence of optically thick compact jet. The X-ray-to-gamma-ray emission is dominated by Comptonization.

3. In three epochs we detected faint flares in the radio or infrared bands with amplitudes of 10–20 mJy. The radio flares observed on April 17 shows frequency-dependent peak delay, consistent with an expansion of synchrotron-emitting region starting at the transition from the hard-dip to the soft-flare states in X-rays. On the other hand, the infrared flares on April 20 appear to follow (or precede) the beginning of X-ray oscillations with an inconstant time delay of $\simeq 5-30$ minutes. This implies that the infrared-emitting region, probably the place of an internal shock in the quasi-steady jet, is located far from the black hole by $\gtrsim 10^{13}$ cm, while its size is $\lesssim 10^{12}$ cm constrained from the time variability.

4. A good correlation is found between the quasi-steady flux level in the near-infrared band and that in the X-ray band after 2000 April 21. This indicates that a part of the observed infrared emission is attributable to reprocessing of X-rays, probably in outer parts of the accretion disk. The contribution from the companion star and from reprocessing of X-rays accounts for about 20%–40% and 20%–30%, respectively, of the quasi-steady *K* magnitude ($K' = 13.25-13.4$) in the plateau state.

5. The time-averaged OSSE spectrum from 50 keV to ~ 1 MeV is represented by a single power law with a photon index of 3.1 with no significant high-energy cutoff, confirming the results of Zdziarski et al. (2001). It did not show significant difference, except for the normalization, between before and after April 21.0, when the rapid soft X-ray flares ceased. The continuum in the 1–200 keV band can be modeled by a broken power law with a break energy at 6–7 keV, modified with a high-energy cutoff, plus the multicolor disk model. In addition, we significantly detect a reflection component from a cold (or slightly warm) matter with a solid angle of $\Omega/2\pi = 0.6-1.0$ in the spectra of the dip and plateau states. The power-law slope above ~ 30 keV is found to be very similar between different states in spite of large flux variations in soft X-rays, implying that the energy distribution of high-energy electrons responsible for Comptonization is regulated by some (unknown) mechanism, not being affected by the change of the state in the accretion disk.

We thank Neil Gehrels for making the OSSE observation possible in coordination with the campaign and Robert Fender for discussion. S. C. is very grateful to

the ESO/NTT team, and especially Leonardo Vanzi, for all the high-quality service observations performed every day during one week of this multiwavelength campaign, as a target of opportunity. S. C. also acknowledges support from grant F/00-180/A from the Leverhulme Trust. We also thank Kazuhiro Sekiguchi (Subaru Telescope)

and Taichi Kato (Variable Star Network) for their efforts and help in organizing the campaign. This research has made use of the data of the Green Bank Interferometer (GBI), which is a facility of the National Science Foundation operated by the NRAO in support of NASA High Energy Astrophysics programs.

REFERENCES

- Basko, M. M. 1978, *ApJ*, 223, 268
 Belloni, T., Klein-Wolt, M., Mendez, M., van der Klis, M., & van Paradijs, J. 2000, *A&A*, 355, 271
 Belloni, T., Méndez, M., King, A. R., van der Klis, M., & van Paradijs, J. 1997, *ApJ*, 479, L145
 Blandford, R. D., & Königl, A. 1979, *ApJ*, 232, 34
 Boella, G., Butler, R. C., Perola, G. C., Piro, L., Scarsi, L., & Blecker, J. A. M. 1997a, *A&AS*, 122, 299
 Boella, G., et al. 1997b, *A&AS*, 122, 327
 Castro-Tirado, A. J., Brandt, S., & Lund, N. 1992, *IAU Circ.*, 5590
 Castro-Tirado, A. J., et al. 1994, *ApJS*, 92, 469
 Castro-Tirado, A. J., Geballe, T. R., & Lund, N. 1996, *ApJ*, 461, L99
 Chaty, S., Mirabel, I. F., Duc, P. A., Wink, J. E., & Rodríguez, L. F. 1996, *A&A*, 310, 825
 Chaty, S., et al. 2001, *A&A*, 366, 1035
 Dhawan, V., Gross, W. M., & Rodríguez, L. F. 2000a, *ApJ*, 540, 863
 Dhawan, V., Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 2000b, *ApJ*, 543, 373
 Elvis, M., et al. 1994, *ApJS*, 95, 1
 Eikenberry, S. S., Matthews K., Morgan E. H., Remillard, R. A., & Nelson, R. W. 1998, *ApJ*, 494, L61
 Eikenberry, S. S., et al. 2000, *ApJ*, 532, L33
 Falcke, H., & Biermann, P. L. 1999, *A&A*, 342, 49
 Fender, R. P. 2001, *MNRAS*, 322, 31
 Fender, R. P., & Pooley, G. G. 1998, *MNRAS*, 300, 573
 ———. 2000, *MNRAS*, 318, L1
 Fender, R. P., Pooley, G. G., Brocksopp, G., & Newell S. J. 1997, *MNRAS*, 290, L65
 Fender, R. P., Pooley G. G., Durouchoux, P., Tilanus, R. P. J., & Brocksopp, C. 2000, *MNRAS*, 312, 853
 Fender, R. P., et al. 1999, *MNRAS*, 304, 865
 Feroci, M., Matt G., Pooley, G., Costa, E., Tavani, M., & Belloni, T. 1999, *A&A*, 351, 985
 Fiore, F., Guainazzi, M., & Grandi, P. 1999, *Cookbook for BeppoSAX NFI Spectral Analysis*
 Fishman, G. J., et al. 1989, in *Proc. Gamma-Ray Observatory Science Workshop*, ed. N. Johnson (NASA Greenbelt: Goddard Space Flight Center), 2
 Foster, R. S., et al. 1996, *ApJ*, 467, L81
 Frontera, F., Costa, E., Dal Fiume, D., Feroci, M., Nicastro, M., Orlandini, M., Palazzi, E. & Zavattini, G. 1997, *A&AS*, 122, 357
 George I. M., & Fabian A. C. 1991, *MNRAS*, 249, 352
 Gierliński, M., et al. 1997, *MNRAS*, 288, 958
 Gierliński, M., Zdziarski, A. A., Pouranan, J., Coppi, P. S., Ebisawa, K., & Johnson, W. N. 1999, *MNRAS*, 309, 496
 Greiner, J., Cuby, J. G., & McCaughrean, M. J. 2001a, *Nature*, 414, 522
 Greiner, J., Cuby, J. G., McCaughrean, M. J., Castro-Tirado, A. J., Mennickent, R. E. 2001b, *A&A*, 373, L37
 Grove, J. E., Johnson, W. N., Kroeger, R. A., McNaron-Brown, K., & Skibo, J. G. 1998, *ApJ*, 500, 899
 Hannikainen, D., et al. 2001, *Ap&SS*, 276, 45
 Harmon, B. A., et al. 1992, in *Proc. Compton Observatory Science Workshop*, ed. C. R. Shrader, N. Gehrels, & B. Dennis (Washington: NASA), 69
 Jahoda K., et al. 1996, *Proc. SPIE*, 2808, 59
 Johnson, W. N., et al. 1993, *ApJS*, 86, 693
 Kaiser, C. R., Sunyaev, R., & Spruit, H. C. 2000, *A&A*, 356, 975
 Klein-Wolt, M., et al. 2002, *MNRAS*, 331, 745
 Lee, J. C., Reynolds, C. S., Schulz, N. S., Remillard, R., Blackman, E. G., Fabian, A. C. 2002, *ApJ*, 567, 1102
 Magdziarz, P., & Zdziarski, A. A. 1995, *MNRAS*, 273, 837
 Martí, J., Mirabel, I. F., Chaty, S., Rodríguez, L. F. 2000, *A&A*, 356, 943
 Mirabel, I. F., Bandyopadhyay, R., Charles, P. A., Shahbaz, T., & Rodríguez, L. F. 1997, *ApJ*, 477, L45
 Mirabel, I. F., & Rodríguez, L. F. 1994, *Nature*, 371, 46
 ———. 1999, *ARA&A*, 37, 409
 Mirabel, I. F., et al. 1996, *ApJ*, 472, L111
 ———. 1998, *A&A*, 330, L9
 Mitsuda, K., et al. 1984, *PASJ*, 36, 741
 Muno, M. P., et al. 2001, *ApJ*, 556, 515
 Ogle, R. N., Bell Burnell, S. J., Fender, R. P., Pooley, G. G., & Waltman, E. B. 2000, *MNRAS*, 317, 158
 Ohashi, T., et al. 1996, *PASJ*, 48, 157
 Okumura, S. K., et al. 2000, *PASJ*, 52, 393
 Orosz, J. A., et al. 2001, *ApJ*, 555, 489
 Persson, S. E., Murphy, D. C., Krzeminski, W., Roth, M., & Rieke, M. J. 1998, *AJ*, 116, 2475
 Pooley, G. G., & Fender R. P. 1997, *MNRAS*, 292, 925
 Rodríguez, J., Durouchoux, P., Mirabel, I. F., Ueda, Y., Tagger, M., & Yamaoka, K. 2002a, *A&A*, in press
 Rodríguez, J., Varniere, P., Tagger, M., & Durouchoux, P. 2002b, *A&A*, in press
 Rodríguez, L. F., Gerard, E., Mirabel, I. F., Gomez, Y., & Velaquez, A. 1995, *ApJS*, 101, 173
 Ross, R. R., Fabian, A. C., Brandt, W. N. 1996, *MNRAS*, 278, 1082
 Rothschild, R. E., et al. 1998, *ApJ*, 496, 538
 Sams, B. J., Eckart, A., & Sunyaev, R. 1996, *Nature*, 382, 47
 Sánchez-Fernández, C. 2002, Ph.D. thesis, Univ. Autónoma, Madrid
 Tagger, M., & Pellat, R. 1999, *A&A*, 349, 1003
 Tanaka, Y., Inoue, H., & Holt, S. S. 1994, *PASJ*, 46, L37
 Tsutsumi, T., Morita, K. I., & Umeyama, S. 1997, in *ASP Conf. Ser. 145, Astronomical Data Analysis Software and Systems VII*, ed. G. Hunt & H. E. Payne (San Francisco: ASP), 50
 van der Laan, H. 1966, *Nature*, 211, 1131
 van Paradijs, J., Telesco, C. M., Kouveliotou, C., & Fishman, G. J. 1994, *ApJ*, 429, L19
 Varniere, P., Rodríguez, & M. Tagger 2002, *A&A*, in press
 Watarai, K., Fukue, J., Takeuchi, M., Mineshige, S. 2000, *PASJ*, 52, 133
 Yadav, J. S. 2001, *ApJ*, 548, 876
 Yamaoka, K. 2001, Ph.D. thesis, Univ. Tokyo
 Yamashita, A., Dotani, T., Ezuka, H., Kawasaki, M., Takahashi, K. 1999, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 436, 68
 Zdziarski, A. A., Grove, J. E., Poutanen, J., Rao, A. R., & Vadawale, S. V. 2001, *ApJ*, 554, L45

Bibliographie

- Balbus S.A., Hawley J.F., 1991, *ApJ*, **376**, 214.
- Bailyn C., Joglee S., Orosz J., 1994, **IAUC** 6050.
- Bailyn C., Joglee S., Orosz J., 1994, **IAUC** 6059.
- Bailyn C. D., Orosz J. A., Girard T. M., Joglee S., della Valle M., Begam M. C., Fruchter A. S., Gonzalez R., Ianna P. A., Layden A. C., Martins, D. H., and Smith M., 1995*b*, *Nature*, **374**, 701.
- Bailyn C. D., Orosz J. A., McClintock J.E., Remillard R.R., 1995*b*, *Nature*, **378**, 157.
- Belloni T., Mendez M., King A.R., van der Klis M. et van Paradijs J., 1997*a*, *ApJL*, **479**, L145.
- Belloni T., Mendez M., King A.R., van der Klis M. et van Paradijs J., 1997*b*, *ApJL*, **488**, L109.
- Belloni T., Klein-Wolt M., Mendez M., van der Klis M. et van Paradijs J., 2000, *A&A*, **355**, 271.
- Belloni T., 2001, proceedings of the JHU/LHEA workshop, “X-rays from Accretion onto Black Holes”, June 20-23 / astro-ph 0112217.
- Belloni T., Psaltis D., & van der Klis M., 2002*a*, *ApJ*, **572**, p.392.
- Belloni T., Colombo A.P., Homan J., Campana S. & van der Klis M., 2002*b*, *A&A*, 390, p.199.
- Blandford R.D., Königl A., 1979, *ApJ*, **232**, p.34.
- Boirin L., 2001, **Thèse de doctorat**
“Etude de la variabilité des binaires X de faibles masses à partir d’observations avec RXTE”.
- Campbell-Wilson D., Hunstead R., 1994*a*, **IAUC** 6052.
- Campbell-Wilson D., Hunstead R., 1994*b*, **IAUC** 6077.
- Campbell-Wilson D., McIntyre V., Hunstead R., Green A., 1998, **IAUC** 7010.
- Castro-Tirado A.J., Brandt S. et Lund N., 1992, **IAUC** 5590
- Castro-Tirado A.J., Brandt S. et Lund N., 1993, **IAUC** 5830
- Castro-Tirado A., Brandt S., Lund N., Lapshov I., Sunyaev R. A., Shlyapnikov A. A., Guzy S. & Pavlenko E.P., 1994, *ApJS* **92**, 469.

- Caunt S. E., Tagger M., 2001, A&A, **367**, 1095.
- Chakrabarti S.K., Manickam S.G., 2000, ApJL, **531**, L41.
- Chaty S., Mirabel I.F., Duc P.A., Wink J.E., Rodríguez L.F., 1996, A&A, **310**, p825.
- Chaty S., 1998, **Thèse de doctorat**
“*Etude multi-longueurs d’onde du microquasar GRS 1915+105 et de sources binaires de haute énergie de la Galaxie*”.
- Chen X., Taam R.E., 1994, ApJ, **431**, p.732.
- Corbel S., 1999a, **Thèse de doctorat**
“*Multiplés facettes des étoiles compactes: distance, extinction optique et comportement multi-longueurs d’onde*”.
- Corbel S., Kaaret P., Jain R.K., Bailyn C.D., Fender R.P., Tomsick J.A., Kalemci E., McIntyre V., Campbell-Wilson D., Miller J.M., McCollough M.L., 2001, ApJ, **554**, 43.
- Corbel S., Fender R.P., 2002, **accepté pour publication dans** ApJ.
- Cui W., Zhang S.N., Chen W., Morgan E.H., 1999, ApJL, **512**, L43.
- di Matteo T. & Psaltis D. 1998, ApJ **526**, 101.
- Dhawan V., Mirabel I.F. et Rodríguez L.F., 2000, ApJ, **543**, p.373
- Ebisawa, K. *et al.* , 1994, PASJ **46**, 375.
- Eikenberry S. S., Matthews K., Morgan E. H., Remillard R. A., Nelson R. W., 1998, ApJ, **494**, L61.
- Esin A.A., McClintock J.E., Narayan R., 1997, ApJ, **489**, 865.
- Esin A.A, Narayan R., Cui W., Grove J.E., Zhang S.N., 1998, ApJ, **505**, 854.
- Fender R.P., Pooley G.G., Brocksopp C., Newell S.J., 1997, MNRAS, **290**, L65.
- Fender R.P., Pooley G.G., 1998, MNRAS, **300**, 573.
- Fender R.F., Corbel S., Tzioumis T., McIntyre V., Campbell-Wilson D., Nowak M., Sood R., Hunstead R., Harmon A., Durouchoux P., Heindl W., 1999 a, ApJL, **519**, L165.
- Fender R.P. et Pooley G.G., 2000, **MNRAS** 318, L1–L5
- Fender R.P., 2001, **MNRAS** 322, p.31.

- Fender R.P., Hjellming R.M., Tilanus R.P.J. et al., 2001*b*, **MNRAS** 322, L23–L27
- Fender R.P., Rayner D., Trushkin S.A., O’Brien K., Sault R.J., Pooley G.G., Norris R.P., 2001, **accepted in** MNRAS, Astro-ph #0110501.
- Feroci M., Matt G., Pooley G., Costa E., Tavani M., Belloni T., 1999, A&A, **351**, 985.
- Finger M.H., Wilson R.B., 1998, **IAUC** 7010.
- Foster R.S., Waltman E.B., Tavani M., Harmon B.A., Zhang S.N., Paciesas W.S. Ghigo F.D., 1997, ApJL, **467**, L81.
- Frank J., King A., Raine D., 1992, Cambridge University Press
Accretion Power in Astrophysics
- Fuchs Y., **Thèse de doctorat**
“Environnement des microquasars et autres sourcew de rayonnement à haute énergie dans notre Galaxie”
- Greiner J., Cuby J.G., McCaughrean M.J., Castro-Tirado A.J. et Mennickent R.E., 2001, A&A, **373**, L37.
- Greiner J., Cuby J. G., McCaughrean M. J., 2001, Nature, **414**, 522.
- Grove J.E., Johnson W.N., Kroeger R.A., McNaron-Brown K., Skibo J.G., Philips B.F., 1998, Astroph. Journ., **500**, 899.
- Hameury J.-M., Lasota J.-P., McClintock J.E., Narayan R., 1997, ApJ, **489**, 234.
- Hannikainen D., Campbell-Wilson D., Hunstead R., McIntyre V., Lovell J., Reynolds J., Tzioumis T., Wu K., 2001, Ap& SS, **276**, 45.
- Harmon B.A., Paciesas W.S. et Fishman G.J., 1992, **IAUC** 5619
- Harmon B.A., Wilson C.A., Zhang S.N., Paciesas W.S., Fishman G.J., Hjellming R.M., Rupen M.P., Scott D.M., Briggs M.S., Rubin B.C., 1995, Nature, **374**, p703.
- Harmon B.A., Finger M.H., McCollough M.L., Zhang S.N., Paciesas W.S., Wilson C.A., 1998, **IAUC** 7098.
- Hjellming R.M., 1994, **IAUC** 6056.
- Hjellming R.M., Rupen M., 1994a, **IAUC** 6073.
- Hjellming R.M., Rupen M., 1994b, **IAUC** 6107.
- Hjellming R.M. et Rupen M.P., 1995, **Nat** 375, p.464.

- Homan J., Wijnands R., van der Klis M., 1999, **IAUC** 7121.
- Homan J., Wijnands R., van der Klis M., Belloni T., van Paradijs J., Klein-Wolt M., Fender R.P., Méndez M., 2001, *ApJS*, **132**, 377.
- Hua X.-M., Kazanas D., Titarchuk L., 1997, *ApJL*, **482**, L57.
- Jain R.K., Bailyn C.D., Orosz J.A., McClintock J.E., Remillard R.A., 2001, *ApJ*, **554**, L181.
- Kalemci E., Tomsick, J. A., Rothschild R. E., Pottschmidt K., Kaaret P., 2001, *ApJ*, **563**, 239.
- Klein-Wolt M., Fender R.P., Pooley G.G., Belloni T., Migliari S., Morgan E.H., van der Klis M., 2001, *MNRAS*, **331**, p745.
- Kong A.K.H., McClintock J.E., Garcia M.R., Murray S.S., Barret D., 2002, *ApJ*, **570**, 277.
- Lehr D.A., Wagoner R.v., Wilms J., soumis à *ApJ*, astro-ph 0004211.
- Liu Q.Z., van Paradijs J., van den Heuvel E.P.J., 2000, **A&A Suppl. Ser.** 147, p.25–49
A Catalogue of High Mass X-ray Binaries
- Liu Q.Z., van Paradijs J., van den Heuvel E.P.J., 2001, **A&A** 368, p.1021–10543
A Catalogue of Low Mass X-ray Binaries
- Marscher A.P., Jorstad S.G., Gómez J-L., Aller M.F., Teräsranta H., Lister M.L. & Stirling A.M., 2002, *Nature*, **417**, 625.
- Markoff S., Falcke H., Fender R., 2001, *A&A*, **372**, L25.
- Markwardt C. B., Swank J. H. & Taam R. E., 1999, *ApJ* **513**, 37.
- Marshall F.E., Smith E.A., *et al.* , 1998, *IAU Circ.* 7008.
- D. McKay & M. Kesteven, 1994, **IAUC** 6062.
- McClintock J.E., Sobczak G.J., Remillard R.A., Morgan E.H., Levine A., 1998, **IAUC** 7025.
- McClintock J. E. , Haswell C. A , Garcia M. R. Drake J. J. , Hynes R. I. , Marshall H. L. , Munro M. P. , Chaty S. , Garnavich P. M. , Groot P. J. , Lewin W. H. G. , Mauche C. W. , Miller J. M. , Pooley G. G. , Shrader C. R. , and Vrtilik S. D. , 2001, *ApJ*, **555**, 477.
- Merloni, A., Fabian, A. C., and Ross, R.R., 2000, *MNRAS* **313**, 193.
- Miller M.C., Lamb F.K., Psaltis D., 1998, *ApJ*, **508**, 791.
- Miller J.M., Wijnands R., Homan J., Belloni T., Pooley D., Corbel S., Kouveliotou C., van der Klis M., Lewin H.G., 2001, *ApJ*, **563**, 928.
- Mirabel I.F., Rodríguez L.F., Cordier B., Paul J. & Lebrun F., 1992, **Nature** 358, p.215.

- Mirabel I.F. et Rodríguez L.F., 1994, *Nature* **371**, 46.
- Mirabel I.F., Dhawan V., Chaty S., Rodríguez L. F., Marti J., Robinson C. R., Swank J. H. & Geballe T., 1998, *A&A*, **330**, L9.
- Mirabel I.F. et Rodríguez L.F., 1999, *ARAA*, **37**, 409.
- Molteni D., Sponholz H. & Chakrabarti S.K., 1996, *ApJ*, **457**, 805.
- Morgan E.H., Remillard R.A. & Greiner J., 1997, *ApJ*, **482**, 993.
- Muno M. P., Morgan E. H. & Remillard R. A., 1999, *ApJ*, **527**, 321.
- Naik S., Rao A.R., 2000, *A&A*, **362**, 691.
- Narayan R., McClintock J.E., Yi I., 1996, *ApJ*, **457**, 821.
- Narayan R., Barret D., McClintock J.E., 1997, *ApJ*, **482**, 448.
- Nowak M.A., Wagoner R.V., 1991, *ApJ*, **378**, p.656.
- Nowak M.A., Wagoner R.V., 1992, *ApJ*, **393**, p.607.
- Nowak M.A., Wagoner R.V., Begelman M.C. et Lehr D.E., 1997, *ApJL* **477**, L91.
- Nowak M.A., Wilms J., Dove J.B., 2002, *MNRAS*, **232**, 856.
- Ogley R.N., Bell Burnell S.J., Fender R.P., Pooley G.G., Waltman E.B., 2000, *MNRAS*, **317**, p158.
- Orosz J. A. & Bailyn C. D., 1997, *ApJ* **482**, 1086.
- Orosz J.A., Bailyn C.D., Jain R.K., 1998, *IAUC* 7009.
- Orosz J.A., Groot P.J., van der Klis M., McClintock J.E., Garcia M.R., Zhao P., Jain R.K., Bailyn C.D., Remillard R.A., 2002, *ApJ*, **568**, p.845.
- Pooley G.G., 1995, *IAUC* 6269.
- Pooley G.G., 1996, *IAUC* 6411.
- Pooley G.G., Fender R.P., 1997, *MNRAS*, **292**, 295.
- Psaltis D., Belloni T., & van der Klis M., 1999, *ApJ*, **526**, 262.
- Psaltis D., Norman C., 2000, soumis à *ApJ*, astro-ph 0001391.
- Rees M.J., 1966, *Nature*, **211**, 468.

- Remillard R. A., Morgan E. H., McClintock J.E., Bailyn C. D. & Orosz J. A., 1999, *ApJ* **522**, 397.
- Remillard R. A., McClintock J. E., Sobczak G. J., Bailyn C. D., Orosz J. A., Morgan E. H., Levine A. M., 1999, *ApJ*, **517**, 127.
- Remillard R.A., Sobczak G.J., Muno M.P. & McClintock J.E., 2002*a*, *ApJ*, **564**, 962.
- Remillard R.A., Muno M.P., McClintock J.E., Orosz J.A., 2002*b*, **submitted to** *ApJ*, astro-ph/0202305.
- Rodríguez L.F., Mirabel I.F., Martí J., 1992, *ApJ*, **401**, L15.
- Rodríguez L.F. et Mirabel I.F., 1993, **IAUC** 5900
- Rodríguez L.F. Gerard E., Mirabel I.F., Gomez Y. et Velazquez A., 1995, **ApJS** 101, p.173
- Rodríguez L.F., Mirabel I.F., 1997, *ApJL*, **474**, L123.
- Rodriguez J., Varnière P., Tagger M., Durouchoux P., 2002, *A&A*, **387**,487.
- Rodriguez J., Durouchoux P., Mirabel I.F., Ueda Y., Tagger M., Yamaoka K., 2002, *A&A*, **386**, 271.
- Sánchez-Fernández C., Castro-Tirado A. J., Duerbeck H. W., Mantegazza L., Beckmann V., Burwitz V., Vanzi L., Bianchini A., della Valle M., Piemonte A., Dirsch B., Hook I., Yan L., Giménez A., 1999, *A&A*, **348**, L9.
- Shakura N.I., Sunyaev R.A, 1973, *A&A*, **24**, 337.
- Shapiro S.L., Lightman A.P., Eardley D.M., 1976, *ApJ*, **204**, 187.
- Shapiro S.L., Teukolsky S. A., 1983, *BRITISH ASTR. ASSOC. JNL.*, **93**, 276.
- Shimura T. , Takahara F. , 1995, *ApJ* **445**, 780.
- Smith D.A., 1998, *IAU Circ.* 7008.
- Smith D.A., Levine, A.M., Remillard R., Fox D., Schaefer R., RXTE/ASM Team, 2000, *IAU Circ.* 7394.
- Smith D.M., Heindl W.A., Swank J.H., 2002, *ApJ*, **569**, p.362.
- Sobczak G.J., McClintock J.E., Remillard R.A., Levine A.M., Morgan E.H., Bailyn C.D., Orosz J.E., 1999*a*, *ApJL*, **517**, p.121 .
-] Sobczak G.J., McClintock J.E., Remillard R.A., Bailyn C.D., Orosz J.E., 1999*b*, *ApJ*, **520**, p.776.

- Sobczak G. J., McClintock J. E., Remillard R. A., Cui, W., Levine A. M., Morgan E. H., Orosz J. A. & Bailyn C. D., 2000, ApJ **531**, 537 (SMR).
- Spencer R., 1979, Nature, **282**, 483.
- Stella L., Vietri M., 1998, ApJ, **524**, L53.
- Strohmayer T. E., Zhang W., Swank J.H., Smale A., Titarchuk L., 1996, ApJ, **469**, L9.
- Strohmayer T. E., 2001, ApJ, **552**, L49.
- Strohmayer T.E., 2001, ApJ, **554**, L169.
- Sunyaev R.A., 1973, Soviet Astron., **16**, 941.
- Sunyaev R.A., Titarchuk L.R., 1980, A&A, **86**, 121.
- Swank J., Chen X., Markwardt C. & Taam R. , 1997, proceedings of the conference "Accretion Processes in Astrophysics: Some Like it Hot", held at U. Md., October 1997, eds. S. Holt and T. Kallman.
- Swank J., Smith E., Markwardt C., 2002, IAUC 7791.
- Tagger M., Pellat R., 1999, A&A, **349**, 1003.
- Tagger, M., proceedings of the 5th Compton Symposium, Portsmouth (USA), 1999 (astro-ph/9910365).
- Tingay S.J., Jauncey D.L., Preston R.A. et al., 1995 Nat 374, p141.
Relativistic Motion in a Nearby Bright X-Ray Source
- Tomsick J.A., Kaaret P., 2000, ApJ, **548**, P401.
- Tomsick J.A., Smith E., Swank J., Wijnands R., Homan J., 2001, IAUC 7575.
- Tomsick J.A., Corbel S., Kaaret P., 2001, ApJ, **563**, 229.
- Ueda Y., Yamaoka K., Sánchez-Fernández C., Dhawan V., Chaty S., Grove J.E., McCollough M., Castro-Tirado A. J., Mirabel L. F., Kohno K., Feroci M., Casella P., Trushkin S. A., Castaneda H., Rodriguez J., Durouchoux P., Swank J. H., Kotani T., Ebisawa K., 2002, ApJ, **571**, 918 Annexe B.
- van der Laan H., 1966, Nature, **211**, 1131.
- van der Hooft F., Heemskerk M. H. M., Alberts F. & van Paradijs, J., 1998, A& A, **329**, 538.
- van der Klis M., 1989, in **Timing Neutron Stars**, H. Ögelman, E.P.J. van den Heuvel (eds.), 27.

- van der Klis M., 1994, ApJ Supp. Series, **92**, 511.
- van der Klis M., Swank J.H., Zhang W., Jahoda K., Morgan E.H., Lewin W.H.G., Vaughan B., van Paradijs J., 1996, Apj, **469**, L1.
- van der Klis M., 2000, AARA, **38**, 717.
- van der Laan H., 1966, Nature, **211**, 1131.
- van Paradijs J., 1995, in 'X-ray Binaries', Lewin W.H.G., van Paradijs J., van den Heuvel E.P.J., Eds., Cambridge University Press, p. 536.
A Catalogue of X-Ray Binaries
- Varnière P. & Tagger M., Proceedings of the Gamma 2001 Symposium Baltimore MD, April 2001; N. Gehrels, C. Shrader, and S. Ritz, eds.
- Varnière P., Rodriguez J. & Tagger. M., 2002, A&A, **387** , 497.
- Varnière P., Tagger M., A&A, (*sous presse*)
- Wilms, J., 1998, **Thèse de doctorat**
“*X-Rays From Galactic Black Holes: Theory and Observation* “.
- Wilson C.A., Harmon B.A., Fishman G.J., Zhang S.N., Rubin B.C., Scott D.M. & Paciesas W.S., 1994, AAS, **185**, 120.
- Zhang S.N., Wilson B.A., Fishman G.J., Wilson R.B., Paciesas W.S., Scott M., Rubin B.C., 1994, **IAUC** 6046.
- Zhang S.N., Ebisawa K., Sunyaev R., Ueda Y., Harmon B.A., Sazonov S., Fishman G. J., Inoue H., Paciesas W.S. & Takahashi T., 1997, ApJ, **479**, 381.
- Zhang S.N., Cui W. & Chen W., 1997, ApJ, **482**, L155.