



HAL
open science

Etude des Oscillations Quasi Périodiques dans les systèmes binaires X de faible masse

Martin Boutelier

► **To cite this version:**

Martin Boutelier. Etude des Oscillations Quasi Périodiques dans les systèmes binaires X de faible masse. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009. Français. NNT : . tel-00444379

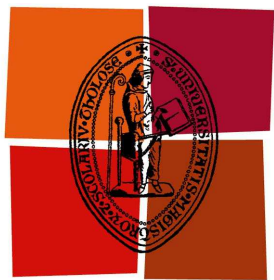
HAL Id: tel-00444379

<https://theses.hal.science/tel-00444379v1>

Submitted on 6 Jan 2010

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

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



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III - PAUL SABATIER

Discipline ou spécialité : **ASTROPHYSIQUE**

Présentée et soutenue par **MARTIN BOUTELIER**

Le 30 novembre 2009

Titre :

ÉTUDE DES OSCILLATIONS QUASI PÉRIODIQUES DANS LES SYSTÈMES BINAIRES X DE FAIBLE MASSE

JURY

DR. JEAN FRANÇOIS OLIVE
DR. LUIGI STELLA
DR. MICHEL TAGGER
DR. MARIANO MENDEZ
DR. JEAN PIERRE LASOTA
DR. DIDIER BARRET

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examineur
Examineur
Directeur de Thèse

Professeur, UPS/CESR, Toulouse
Professeur/Astronome, INAF, Rome, Italie
Directeur de Recherche, CEA, Paris
Professeur, Univ. Gröningen, Pays Bas
Directeur de Recherche, IAP, Paris
Directeur de Recherche, CESR, Toulouse

Ecole doctorale : **SCIENCES DE L'UNIVERS, DE L'ENVIRONNEMENT ET DE L'ESPACE**
Unité de recherche : **CENTRE D'ÉTUDE SPATIALE DES RAYONNEMENTS, UMR 5187**
Directeur de Thèse : **DIDIER BARRET**

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude des propriétés des oscillations quasi périodiques au kilo Hertz (kHz QPO) dans les systèmes binaires X de faible masse. Pour détecter les kHz QPO, mesurer leurs paramètres et suivre leur évolution dans le temps, j'ai développé des méthodes d'analyse qui s'appliquent aux données acquises par le satellite *Rossi X-ray Timing Explorer* (RXTE). J'ai validé ces méthodes sur des données simulées.

L'analyse des données de sept sources observées pendant 15 ans avec l'instrument *Proportional Counter Array* a mis en évidence la chute de cohérence des oscillations au-delà de 700 – 850 Hz pour tous les systèmes étudiés. Ce résultat obtenu par les précédentes études sur les sources 4U 1636-536, 4U 1608-52, 4U 1728-34, 4U 1735-444 et 4U 1820-303 est confirmé en utilisant un ensemble de données plus important. Cette chute de cohérence est observée pour la première fois pour les systèmes 4U 0614+09 et Aquila X-1. Dans l'hypothèse où celle-ci est la signature de la dernière orbite stable prédite par la relativité générale, la masse de l'étoile à neutrons est évaluée à $1.9 - 2.1 M_{\odot}$. Cette masse, quoiqu'élevée, est compatible avec certaines équations d'état de la matière super condensée.

J'ai étudié la séparation en fréquence entre les kHz QPO jumeaux dans les systèmes 4U 0614+09 et Aquila X-1. Pour le système Aquila X-1, cette séparation en fréquence est mesurée pour la première fois à 280 Hz, proche de la moitié de la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons ($\nu_{\text{spin}}/2$). Pour 4U 0614+09, la séparation est constante à 320 Hz et très différente de la fréquence à 414 Hz de l'oscillation détectée dans un sursaut X observé avec le BAT de SWIFT et assimilée à ν_{spin} . Cette séparation est comparable à celle mesurée à partir d'un ensemble de données moins important. Dans le système 4U 0614+09, la séparation en fréquence ne serait pas liée à la fréquence de rotation de l'objet compact.

J'ai étudié la distribution des rapports de fréquences des kHz QPO dans les systèmes Scorpius X1, 4U 1636-536 et 4U 0614+09. Ces distributions sont piquées autour de 1.5. Je montre pour la première fois que cette distribution piquée est la conséquence directe de la dépendance en fréquence de la significativité statistique des kHz QPO. Du fait de la sensibilité limitée de l'instrument PCA et bien que toujours présents, les kHz QPO jumeaux sont détectés simultanément sur une bande en fréquence étroite, correspondant à des rapports de fréquence autour de 1.5. Ces distributions ne sont donc pas liées à l'existence de fréquences préférées dans le système ; une prédiction forte du modèle de résonance.

Abstract

I report on a comprehensive analysis of the kilohertz quasi-periodic oscillations (kHz QPO) detected from low-mass X-ray binaries with the *Rossi X-ray Timing Explorer* (RXTE). I present the methods used to process the data to detect kHz QPO, to estimate their parameters and to reconstruct their time-frequency dependencies. I have validated these methods with simulated data.

Using data of 7 different sources observed over about 15 years, the drop of the quality factor of the lower kHz QPO above $\sim 700 - 850$ Hz is shown in 7 sources. This drop is confirmed in 4U 1636-536, 4U 1608-52, 4U 1728-34, 4U 1735-444 and 4U 1820-303 using a larger data set. For the first time, the drop is seen in Aquila X-1 and 4U 0614+09. If this drop is due to an approach towards the innermost stable circular orbit (ISCO), it implies a gravitational neutron star mass ranging from 1.9 to 2.1 M_{\odot} . This relatively high neutron star mass is still consistent with modern equations of state.

The separation frequency between the twin kHz QPO is also studied for 4U 0614+09 and Aquila X-1. In Aquila X-1, the frequency separation is measured for the first time at 280 Hz, fully consistent with the half of the rotational frequency of the neutron star $\nu_{\text{spin}}/2$. In 4U 0614+09, a constant frequency separation around ~ 320 Hz is measured; consistent with previous results obtained using a limited data set. This value is significantly different from the frequency measured in one X-ray burst with the BAT onboard SWIFT (414 Hz). In 4U 0614+09, the frequency separation would not be linked to ν_{spin} . However, before drawing theoretical conclusions, the spin frequency measured for 4U 0614+09 must be confirmed.

Finally, I study the distribution of the frequency ratios in 3 different neutron star kHz QPO sources, namely 4U 1636-536, 4U 0614+09 and Scorpius X1. Distributions of frequency ratios of twin kHz QPO cluster around 1.5 for the 3 systems. This clustering has been previously reported in Scorpius X1 and 4U 1636-536 and used as an argument supporting resonance based models. Based on a much larger data set, our study shows that in 4U 1636-536, 4U 0614+09 and Scorpius X1, the clustering observed is a consequence of the frequency dependence of the statistical significance of the kHz QPO detection. Albeit always present, twin kHz QPO can only be detected together on the same timescales over limited frequency ranges, leading to a cluster around 1.5 in the distribution of frequency ratios. This cluster is not due to preferred frequencies in the system, a prediction of resonance based models.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier tous les membres de mon jury pour avoir accepté avec beaucoup d'enthousiasme d'examiner mes travaux. J'ai été très heureux d'avoir pu échanger avec de telles personnalités scientifiques. Merci à Jean-François OLIVE pour avoir assuré la présidence le jour de la soutenance et pour m'avoir permis de rencontrer Didier. Un merci tout particulier à Mariano MENDEZ et Luigi STELLA pour avoir fait l'effort de juger mon travail dans ma langue maternelle. Merci également à Michel TAGGER pour ses suggestions qui ont permis d'améliorer la qualité du manuscrit.

Ma plus grande gratitude va bien évidemment à Didier qui a su être un directeur de thèse particulièrement motivant : son enthousiasme et son excellence scientifique ont participé à la réussite et à la richesse de ces trois dernières années. Ce fut un vrai plaisir de travailler avec quelqu'un d'aussi stimulant et je suis très heureux de pouvoir poursuivre encore quelques temps cette collaboration !

Je souhaite également remercier les chercheurs du CESR avec qui j'ai interagi tout au long de ma thèse. Parmi ces chercheurs, je remercie tout particulièrement Natalie qui a partagé son bureau avec moi, qui m'a motivé pour aller aux café-séminaires les jeudis matin et pour sa bonne humeur constante. Je remercie également Clément, Renaud, Olivier et Etienne pour m'avoir aidé dans la préparation de ma soutenance. Merci pour leurs conseils avisés et leurs paroles rassurantes dans la semaine précédant la soutenance.

Ces trois ans au CESR n'auraient jamais pu être aussi plaisants sans la bande de joyeux lurons composée des doctorants et autres jeunes du CESR. Merci à (dans le désordre le plus complet) Yann, Ritchie, Thomas, Pierre, Gilles, Mathieu et Patricia, Pierrick, Olivier, Philippe, Yannis, les deux Denis, Nadège, Bénédicte, Francesca, Paolo et Agnès, Baptiste, les deux Julien, Nathalie et Damien, Nico, Gaël, Ayoub, Benoît, Khalil, FX, Joseph, Yong Feng, Mauro, Renaud, Elise,... Je tiens à les remercier tous pour ces 3 excellentes années. Un merci tout spécial aux deux tauliers du bureau 152, Max et Robert pour avoir transformé leur bureau en cafet' aux heures de pauses et pour m'y avoir toujours accueilli.

Je remercie également toute ma famille et en particulier mes parents et Timothé pour m'avoir guidé dans mes choix et supporté dans les moments de doute. Enfin, cette thèse aurait bien évidemment été impossible sans le soutien sans faille de Morgann qui partage ma vie et c'est à elle que je dédie cette thèse.

Table des matières

| | |
|---|-----------|
| Introduction | 1 |
| 1 La variabilité rapide dans les systèmes binaires X | 3 |
| 1.1 Les systèmes binaires X de faibles masse (LMXB) | 3 |
| 1.1.1 Formation et propriétés observationnelles des systèmes binaires X | 3 |
| 1.1.2 Physique des systèmes binaires X | 6 |
| 1.2 Variabilité milliseconde : QPO au kHz | 12 |
| 1.2.1 Spectre de puissance et détection des kHz QPO | 12 |
| 1.2.2 Description et caractéristiques des kHz QPO | 14 |
| 1.3 Les kHz QPO, outils de la physique extrême | 17 |
| 1.3.1 Le satellite RXTE | 17 |
| 1.3.2 Modélisation des kHz QPO et prédictions sur les observables | 20 |
| 2 Techniques de traitement et d'analyse des données du satellite RXTE | 33 |
| 2.1 Extraction et traitement des données brutes | 33 |
| 2.1.1 Fabrication de la courbe de lumière | 34 |
| 2.1.2 Calcul des spectres de puissance de Fourier | 36 |
| 2.1.3 Estimation du bruit de fond | 37 |
| 2.2 Analyse des données et caractérisation du QPO | 38 |
| 2.2.1 Détection des kHz QPO et estimation des incertitudes de mesure | 38 |
| 2.2.2 Dérive en fréquence du kHz QPO | 45 |
| 2.3 Validation des techniques d'analyse sur des simulations | 52 |
| 2.3.1 Génération des données simulées | 53 |
| 2.3.2 Résultats des tests des méthodes d'analyse | 58 |
| 2.3.3 Conclusions | 64 |
| 3 Séparation en fréquence entre les kHz QPO jumeaux dans le système Aquila X-1 | 67 |
| 3.1 Résumé de la publication | 67 |
| 3.2 Publication 1 | 69 |
| 3.3 Compléments | 76 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.4 | Conclusions | 77 |
| 4 | Distribution des kHz QPO jumeaux dans la source 4U 1820-303 | 79 |
| 4.1 | Résumé de la publication | 79 |
| 4.2 | Publication 2 | 81 |
| 4.3 | Compléments | 88 |
| 4.4 | Conclusions | 91 |
| 5 | La source 4U 0614+09 et la chute de cohérence | 93 |
| 5.1 | Résumé de la publication | 93 |
| 5.2 | Publication 3 | 95 |
| 5.3 | Compléments | 106 |
| 5.4 | Conclusions | 109 |
| 6 | Distribution des fréquences des kHz QPO dans les LMXB | 111 |
| 6.1 | Résumé de la publication | 111 |
| 6.2 | Publication 4 | 114 |
| 6.3 | Conclusions | 124 |
| 7 | Conclusions et perspectives | 125 |
| 7.1 | Principaux résultats | 125 |
| 7.2 | Perspectives | 129 |
| A | Equivalence entre SNR_σ et n_σ | 135 |
| | Bibliographie | 139 |

Introduction

Un système binaire X de faible masse est composé d'un objet compact (trou noir, étoile à neutrons) et d'une étoile peu massive ($M \leq 1M_{\odot}$) qui gravite autour de l'objet compact. En 1995, le satellite américain Rossi X-Ray Timing Explorer (RXTE) a détecté des oscillations quasi périodiques (QPO) à des fréquences de l'ordre du kilo Hertz (kHz QPO) dans l'émission X de ces objets. Les premières années d'utilisation du satellite RXTE ont permis de découvrir plusieurs propriétés des kHz QPO : découverte des kHz QPO jumeaux, évolution de la séparation en fréquence des kHz QPO jumeaux et lien avec la fréquence de spin de l'objet compact, variation de la fréquence avec la luminosité, dépendance de la cohérence et de l'amplitude RMS des kHz QPO avec la fréquence. Plusieurs modèles ont été développés et bien qu'ils proposent des mécanismes physiques différents pour générer les kHz QPO, ils supposent tous un lien entre les kHz QPO et les fréquences orbitales dans le disque d'accrétion autour de l'objet compact. Ces fréquences de l'ordre du kilo Hertz correspondent à des orbites de quelques dizaines de kilomètres de rayon.

Cette variabilité structurée dans l'émission générée par les régions internes du disque d'accrétion offre une nouvelle voie d'étude de l'environnement proche de l'objet compact. Un système binaire X constitue donc un laboratoire unique pour l'étude des lois de la physique dans les milieux où le champ de gravité est extrême. Les oscillations quasi périodiques au kilo Hertz sont un outil d'étude de ces milieux. Ces oscillations posent également des contraintes sur le rayon et la masse de l'objet compact et sur l'équation d'état de la matière super condensée. Comprendre la gravité et la matière à densité supra-nucléaire est un objectif majeur de la physique moderne, qui dépasse le cadre de l'astrophysique.

L'extraordinaire durée de vie du satellite RXTE (presque 15 ans) a permis la constitution d'une importante base de données d'observations de nombreuses sources. Cette archive étendue dans le temps offre une opportunité unique de dresser un panorama complet des propriétés des kHz QPO nécessaire pour comprendre la complexité des phénomènes observés.

L'objectif principal de cette thèse est l'amélioration de notre connaissance des propriétés des kHz QPO en utilisant les données disponibles dans l'archive de RXTE. Pour atteindre cet objectif, j'ai développé des techniques d'analyse semi-automatiques. Ces techniques sont optimisées et les biais d'analyse sont quantifiés pour obtenir une description complète et la moins

biaisée possible des propriétés des kHz QPO. Je me suis tout particulièrement intéressé à trois propriétés des kHz QPO des systèmes binaires X :

- les variations de l’amplitude et de la cohérence des kHz QPO avec la fréquence et la chute de cohérence à haute fréquence
- la séparation en fréquence entre les kHz QPO jumeaux
- la distribution des fréquences des kHz QPO

Le chapitre 1 permet de se familiariser avec les kHz QPO dans les systèmes binaires X. Les caractéristiques des systèmes binaires X de faible masse sont présentées, ainsi que quelques rappels sur la physique de ces objets.

Le chapitre 2 présente les techniques utilisées pour réduire les données du satellite RXTE ainsi que les différentes méthodes d’analyse. Ces méthodes ont été validées sur des données simulées.

Les principaux résultats de cette thèse sont présentés dans les chapitre 3, 4, 5 et 6. Enfin, le dernier chapitre conclut cette thèse en expliquant la portée des résultats obtenus et les perspectives qu’ils ouvrent à l’horizon du futur observatoire X.

Chapitre 1

La variabilité rapide dans les systèmes binaires X

1.1 Les systèmes binaires X de faibles masse (LMXB)

1.1.1 Formation et propriétés observationnelles des systèmes binaires X

Deux scénarios pour la formation des systèmes binaires X

Un système binaire X contient un objet compact - une étoile à neutrons ou un trou noir de masse stellaire - qui accrète de la matière d'une étoile compagnon. Les systèmes binaires X sont les sources X les plus brillantes observées dans le ciel. Ils ont été les premiers objets découverts par l'astronomie X. Sco-X1, la première source X non solaire découverte en 1962 (Giacconi et al., 1962) est classifiée en 1966 dans la catégorie des systèmes binaires X (Gursky et al., 1966; Shklovsky, 1967).

Deux scénarios permettent d'expliquer la formation des systèmes binaires X (Verbunt & van den Heuvel, 1995; Tauris & van den Heuvel, 2003). Dans le premier scénario, le système binaire X constitue un stade de l'évolution d'un système binaire d'étoiles. Si l'étoile la plus massive du système (le donneur) évolue jusqu'à remplir son lobe de Roche, un transfert de matière s'initie à travers le point de Lagrange L1 vers l'étoile la moins massive (l'accréteur). Ce transfert s'opère jusqu'à ce que le donneur ait perdu toute son enveloppe d'hydrogène (environ 70% de sa masse) et ne remplisse plus le lobe de Roche. Une fois la couche d'hydrogène perdue, le donneur s'effondre et explose en supernova s'il est suffisamment massif. La masse critique se situe autour de $2.8 M_{\odot}$ pour une étoile constituée d'hélium (Tauris & van den Heuvel, 2003). L'objet compact du système binaire X est ainsi formé et sa nature - étoile à neutrons ou trou noir - dépend de la masse du progéniteur. Il est communément admis qu'une étoile de masse inférieure à $\sim 3 M_{\odot}$ s'effondre en étoile à neutrons tandis que les étoiles plus massives s'effondrent en trous noirs.

Dans le second scénario, une étoile isolée massive évolue jusqu'à devenir une étoile à neu-

trons ou un trou noir. Ici encore, la nature de l'objet compact dépend de la masse du progéniteur. Ensuite, si la trajectoire d'une étoile rencontre celle de l'objet compact, les deux corps se lient gravitationnellement et forment un système binaire (Verbunt, 1988). Ce scénario nécessite un taux de rencontre élevé pour être efficace. Il est donc privilégié pour la production des systèmes binaires X dans les amas globulaires.

Les systèmes binaires X se répartissent en deux classes (Bradt & McClintock, 1983) : les systèmes binaires X de faible masse (*Low Mass X Ray Binary*, LMXB) et les systèmes binaires X de forte masse (*High Mass X Ray Binary*, HMXB). Dans les systèmes binaires X de faible masse, l'étoile compagnon remplit son lobe de Roche et l'accrétion se fait par l'intermédiaire d'un disque. La masse de l'étoile compagnon est généralement inférieure à $1M_{\odot}$. Pour identifier la nature de l'étoile compagnon, on utilise les données spectrales provenant d'observations en optique (White et al., 1995) : si le type spectral est plus tardif que le type A, alors le système est de faible masse. Dans ma thèse, j'ai étudié les systèmes binaires X de faible masse.

Les paramètres physiques d'un système binaire X

Un système binaire X est décrit par des paramètres physiques (Tauris & van den Heuvel, 2003). Les plus importants sont :

- la nature et la masse de l'objet compact
- dans le cas d'une étoile à neutrons, la force et la géométrie du champ magnétique \vec{B}
- la géométrie du flot d'accrétion (disque ou sphère)
- le taux d'accrétion

La combinaison de ces paramètres détermine la physique de ces systèmes. Par exemple, dans le cas d'un trou noir, l'émission X provient d'un disque d'accrétion chaud autour de l'objet compact. Si l'objet compact est une étoile à neutrons fortement magnétisée, la matière est canalisée par les lignes de champs vers les pôles magnétiques et l'émission X est générée par la calotte polaire. Si le champ magnétique est plus faible, le rayonnement X est émis par les régions internes du disque d'accrétion. Les sources que j'ai étudiées au cours de ma thèse contiennent une étoile à neutrons faiblement magnétisée ($< 10^{10}$ G), l'accrétion se fait par l'intermédiaire d'un disque et l'émission X provient principalement des régions internes du disque d'accrétion.

Deux classes de LMXB

La luminosité typique des systèmes binaires X entre 2 keV et 40 keV est comprise entre $L_X \sim 10^{35}$ erg.s⁻¹ et $L_X \sim 10^{38}$ erg.s⁻¹. Suivant la valeur de la luminosité, le spectre de l'émission est décrit différemment. Lorsque $L_X < 10^{37}$ erg.s⁻¹, on constate que le spectre peut être décrit par une loi de corps noir et une composante comptonisée (voir la revue par White et al., 1995, et les références incluses). Les sources ayant un tel spectre dessinent une sorte de U ou de C dans

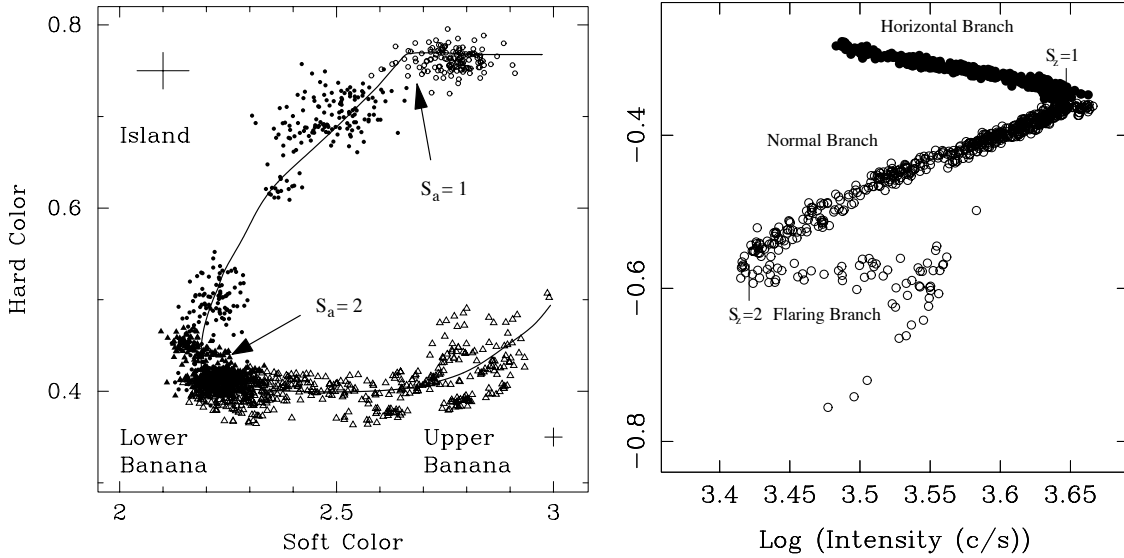


FIGURE 1.1 – Gauche : diagramme couleur-couleur pour la source atoll 4U 1820-303 (Méndez et al., 1999). Droite : diagramme dureté spectrale - intensité pour la source Z GX 340+0 (Jonker et al., 2000). Le taux d'accrétion \dot{M} augmente avec le paramètre S_a et S_z . Les segments contenant des kHz QPO sont indiqués avec des symboles pleins.

un diagramme couleur - couleur (voir figure 1.1, Hasinger & van der Klis, 1989; van der Klis, 2000). Ce sont les sources Atoll.

La couleur ou la dureté est définie comme le rapport des intensités de la source dans deux gammes d'énergie voisines. La variation de la couleur (ou de l'intensité) traduit donc une variation de l'état spectral de la source. Le diagramme couleur-couleur (ou couleur-intensité) montre ainsi les différents états spectraux de la source.

Si $L_X > 10^{37}$ erg.s⁻¹, le spectre est décrit par deux composantes principales : une somme de corps noirs représentant le disque d'accrétion et une composante de corps noir variable pour la zone de transition entre le disque et l'étoile à neutrons (voir la revue par White et al., 1995, et les références inluses). Ces sources dessinent un Z dans un diagramme couleur - intensité (voir figure 1.1, Hasinger & van der Klis, 1989; van der Klis, 2000). Ce sont les sources Z.

Dans ma thèse, les sources étudiées sont des sources *Atoll*, hormis Scorpius X1 qui est une source Z.

1.1.2 Physique des systèmes binaires X

Considérations énergétiques

Une particule de masse m qui tombe de l'infini sur un objet compact de masse M et de rayon R acquiert l'énergie cinétique suivante (Frank et al., 2002) :

$$E_c = \frac{GMm}{R} \quad (1.1)$$

Dans le cas d'un flot continu de matière, l'énergie cinétique gagnée par élément de masse dm est donnée par :

$$dE_c = \frac{GMdm}{R} = \frac{GM\dot{m}dt}{R} \quad (1.2)$$

On peut définir la luminosité d'accrétion (Frank et al., 2002) comme étant la quantité d'énergie cinétique gagnée par le flot d'accrétion pendant l'instant dt :

$$L_{acc} = \frac{dE_c}{dt} = \frac{GM\dot{m}}{R} \quad (1.3)$$

Si on fait l'hypothèse que la totalité de cette luminosité d'accrétion est rayonnée, alors on obtient $L_{acc} \sim 1.3 \times 10^{36} \text{ erg.s}^{-1}$ pour un système binaire X composé d'une étoile à neutrons de masse $M \sim 1M_\odot$ et de rayon $R \sim 10 \text{ km}$ avec un taux d'accrétion $\dot{m} \sim 1.5 \times 10^{-10} M_\odot \text{ an}^{-1}$.

Quand la luminosité devient importante, la pression de radiation exercée par le rayonnement électromagnétique sortant sur le flot d'accrétion s'oppose à la force de gravitation. Le cas limite est atteint quand la pression de radiation compense la gravitation : le taux d'accrétion atteint son maximum et la luminosité d'accrétion correspondante est appelée luminosité d'Eddington. Sa valeur est (Frank et al., 2002) :

$$L_{Edd} = 1,3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg.s}^{-1} \quad (1.4)$$

On peut identifier le domaine du spectre électromagnétique concerné par le rayonnement émis lors du processus d'accrétion. Il est délimité par deux énergies limites qui correspondent aux deux hypothèses suivantes. La borne inférieure est calculée en supposant que la matière accrétée est optiquement épaisse. Dans ce cas, le rayonnement se fait suivant la loi du corps noir. L'énergie du rayonnement est donnée par (Frank et al., 2002) :

$$E_{min} = k \left(\frac{L_{acc}}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{1/4} \sim 1 \text{ keV pour une étoile à neutrons} \quad (1.5)$$

La borne supérieure est calculée en supposant que la matière accrétée est optiquement mince. On suppose alors que l'énergie cinétique acquise par une particule - un proton - accrétée est intégralement transmise à un photon unique. L'énergie du rayonnement est alors (Frank et al.,

2002) :

$$E_{max} = \frac{GMm_p}{3kR} \sim 10 \text{ MeV pour une étoile à neutrons} \quad (1.6)$$

Un système binaire qui accréte de la matière émet donc un rayonnement dans le domaine des rayons X - gamma.

Lobes de Roche

On considère un système binaire formé d'un objet compact et d'une étoile normale qui est qualifiée dans la suite de *compagnon*. Les grandeurs décrivant le compagnon auront l'indice '2', l'indice '1' étant attribué à l'objet compact. Pour étudier un système binaire, on se place dans le référentiel en co-rotation. On suppose que les astres sont à symétrie sphérique. Dans ces conditions, le potentiel de Roche s'écrit :

$$\Phi_R(r) = -\frac{GM_1}{|r-r_1|} - \frac{GM_2}{|r-r_2|} - \frac{1}{2}(\vec{\Omega} \wedge \vec{r})^2 \quad (1.7)$$

Ce potentiel est la somme des potentiels gravitationnels des deux astres et du potentiel centrifuge du système en rotation.

Ce potentiel admet 5 extrema locaux qui sont appelés les points de Lagrange et sont notés L_1, L_2, L_3, L_4 et L_5 . Ils sont représentés sur la figure 1.2. Le point L_1 est un point selle : c'est une position d'équilibre stable dans la direction perpendiculaire à l'axe $M_1 - M_2$ et instable dans la direction parallèle. La surface équipotentielle qui passe par L_1 englobe les deux astres et constitue *les lobes de Roche*.

Disque d'accrétion

Supposons maintenant que le compagnon dans notre système binaire remplisse son lobe de Roche. La surface de l'étoile est alors en contact avec le point de Lagrange L_1 . Cette position d'équilibre étant instable dans la direction parallèle à l'axe $M_1 - M_2$, de la matière peut s'échapper par ce point et tomber dans le lobe de Roche de l'objet compact. Cette matière est injectée avec un moment cinétique non nul du fait de la rotation du système. Par conséquent, la matière ne chute pas directement sur l'objet compact mais tombe en décrivant une spirale. Un disque d'accrétion se forme alors. Dans ce disque, la matière perd son énergie cinétique par dissipation visqueuse.

On peut montrer qu'environ la moitié de la luminosité d'accrétion est rayonnée du fait de la viscosité (Frank et al., 2002). Les disques d'accrétion sont donc très efficaces pour convertir l'énergie potentielle gravitationnelle en rayonnement.

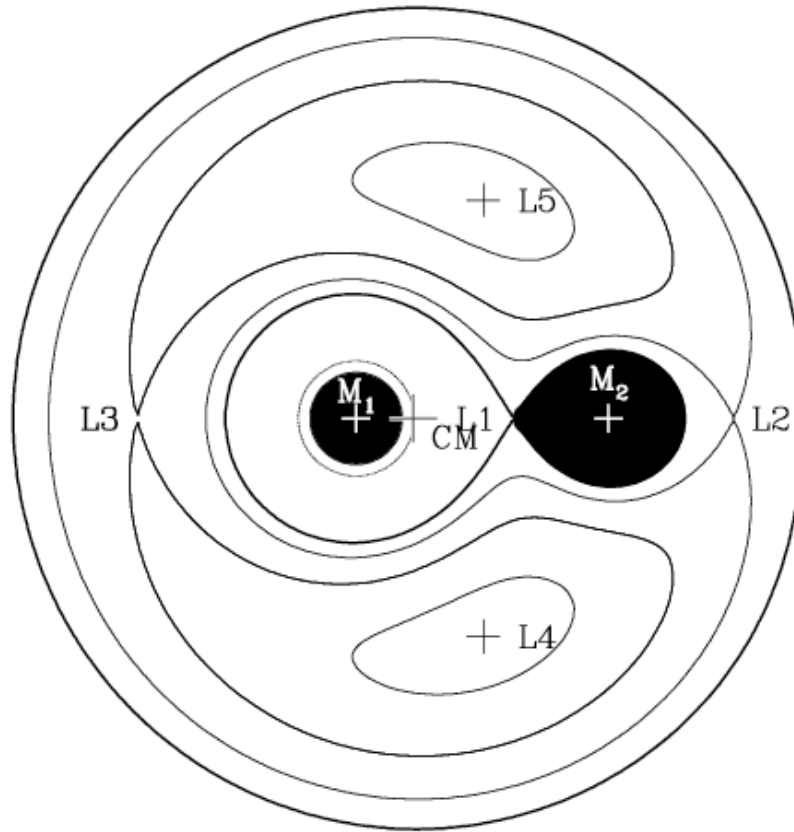


FIGURE 1.2 – Surfaces équipotentielles dans le plan orbital d'un système binaire composé de deux corps de masse M_1 et M_2 . Le lobe de Roche est la première surface équipotentielle qui englobe les deux astres. Cette surface passe par L_1 . Les autres points de Lagrange et le centre de masse (CM) sont également indiqués.

Sursauts X de type I

La matière accrétée finit sa chute sur l'objet compact. Cette matière provient des couches externes de l'étoile compagne et est composée majoritairement d'hydrogène et d'hélium. Dans le cas d'une étoile à neutrons, la matière s'accumule sur la surface et une couche de plus en plus épaisse se forme (voir la revue de Lewin et al., 1993, et les références incluses). La densité et la température augmentent dans cette couche entraînant la fusion des éléments légers (hydrogène et hélium) en fer. Cette transformation en fer est très instable et conduit à une explosion thermonucléaire qui se propage en quelques secondes sur la surface de l'étoile à neutrons. On observe un flash en rayons X que l'on appelle sursaut X de type I (voir figure 1.3). Les sursauts X de type I montrent des profils temporels très variés. La phase impulsionnelle dure entre 1 et 10 s (Gottwald et al., 1986; Day & Tawara, 1990). La décroissance du flux est exponentielle sur des temps caractéristiques de l'ordre de la dizaine de secondes voire quelques minutes (Lewin et al., 1984). La production de ces sursauts nécessite une accumulation de matière sur une sur-

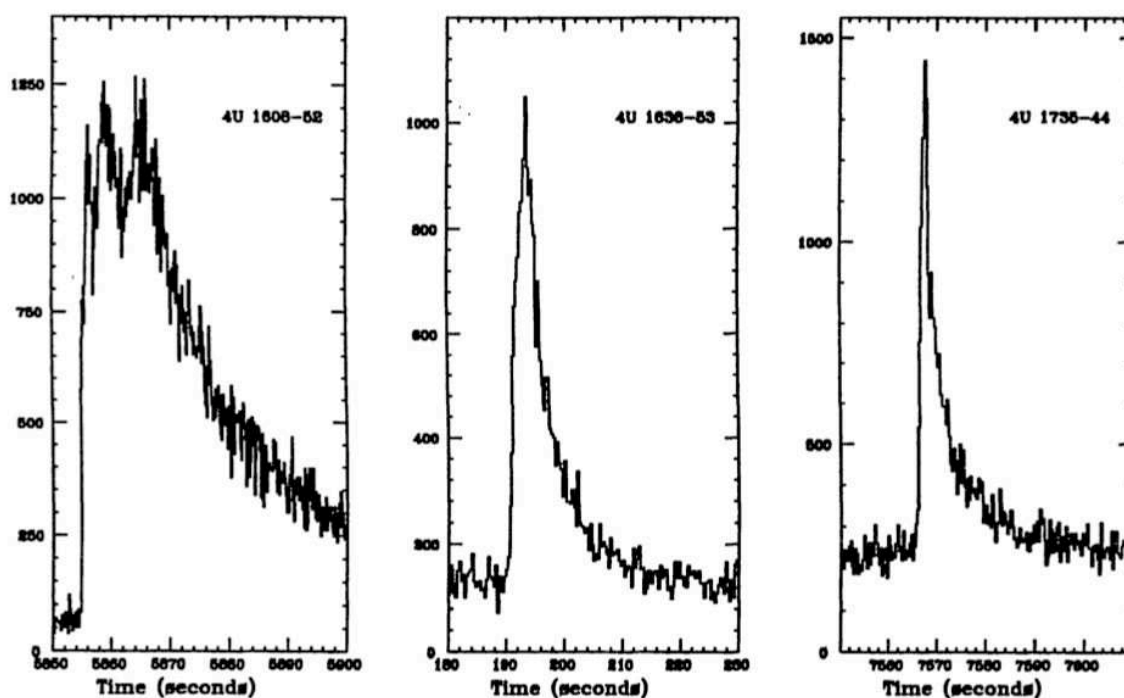


FIGURE 1.3 – Exemples de courbes de lumière de sursauts X observées par EXOSAT dans la bande d'énergie 1 – 20 keV pour les sources 4U 1608-52 (gauche), 4U 1735-444 (milieu) et 4U 1636-536 (droite) d'après Lewin et al. (1993). La durée d'un sursaut varie de $\sim 10 - 100$ secondes avec une montée très rapide (phase impulsionnelle) et une décroissance de type exponentielle. Une même source peut produire jusqu'à plusieurs sursauts de ce type par heure.

face physique. Ils sont une signature de la présence d'une étoile à neutrons dans une LMXB.

La luminosité émise par un sursaut est très importante et peut atteindre la limite d'Eddington (voir par exemple van Paradijs et al., 1990). Dans ce cas, les couches supérieures atmosphériques sont repoussées sous l'effet de la pression de radiation (Tawara et al., 1984; Lewin et al., 1984). On parle de sursaut à expansion photosphérique.

Le spectre mesuré lors de l'émission d'un sursaut X peut être modélisé par un corps noir. La taille de ce dernier permet d'estimer l'étendue de la région d'émission. Si on fait l'hypothèse que la combustion a lieu sur une fraction de la surface, cette taille constitue une limite inférieure pour le rayon de l'étoile à neutrons.

Equation du mouvement d'une particule à proximité d'un objet compact

Une particule de masse m en orbite autour d'un objet compact suit une géodésique de l'espace-temps. Dans la métrique de Schwarzschild, les considérations de symétrie impliquent que ces géodésiques sont des orbites planes comme en mécanique newtonienne. Au cours du mouvement, deux quantités sont conservées :

- $\epsilon = c^2 \left(1 - \frac{R_S}{r}\right) \frac{dt}{d\tau}$ avec R_S le rayon de Schwarzschild, τ le temps propre, r et t les coordonnées de Schwarzschild de la particule

Loin du corps central, ϵ représente l'énergie par unité de masse de la particule mesurée par l'observateur.

- $\ell = r^2 \sin^2 \theta \frac{d\phi}{d\tau}$ avec θ et ϕ les coordonnées de Schwarzschild de la particule

Dans la région asymptotique, ℓ est le moment cinétique par unité de masse par rapport à l'axe perpendiculaire au plan de l'orbite.

La conservation de ces quantités et la planéité des orbites ($\theta = \pi/2$) permet de calculer les composantes du vecteur vitesse :

$$u^0 = \frac{d\tau}{dt} = \left(1 - \frac{R_S}{r}\right)^{-1} \frac{\epsilon}{c^2} \quad (1.8)$$

$$u^\theta = 0 \quad (1.9)$$

$$u^\phi = \frac{d\tau}{d\phi} = \frac{\ell}{cr^2} \quad (1.10)$$

La quatrième composante est obtenue en résolvant l'équation suivante qui découle de la relation de normalisation du vecteur vitesse :

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dr}{d\tau}\right)^2 + V_{eff}(r) = \frac{\epsilon^2 - c^4}{2c^2} \quad (1.11)$$

avec V_{eff} , le potentiel effectif défini par :

$$V_{eff}(r) = -\frac{GM}{r} + \frac{\ell^2}{2r^2} - \frac{GM\ell^2}{c^2 r^3} \quad (1.12)$$

L'équation 1.11 est analogue à l'équation de conservation de l'énergie mécanique d'une particule non relativiste en mouvement unidimensionnel. Par conséquent, les positions d'équilibres stables et instables correspondent respectivement aux minima et maxima de V_{eff} . Ces extrema se calculent en résolvant l'équation suivante :

$$\frac{dV_{eff}}{dr} = 0 \Leftrightarrow \left(\frac{r}{R_S}\right)^2 - 2\bar{\ell}^2 \left(\frac{r}{R_S}\right) + 3\bar{\ell}^2 = 0 \quad \text{avec} \quad \bar{\ell} = \left(\frac{c\ell}{2GM}\right) \quad (1.13)$$

L'équation 1.13 admet des solutions si et seulement si : $\ell \geq \ell_{crit} = 2\sqrt{3}\frac{GM}{c}$. Dans ce cas, la particule possède une orbite circulaire stable dont le rayon est donné par :

$$\frac{r}{R_S} = \bar{\ell}^2 \left(1 - \sqrt{1 - \frac{3}{\bar{\ell}^2}}\right) \quad (1.14)$$

Si $\ell < \ell_{crit}$, alors le potentiel effectif n'admet pas de minimum et il n'existe pas d'orbite stable. L'équation 1.14 nous montre que le rayon de l'orbite est une fonction croissante de la

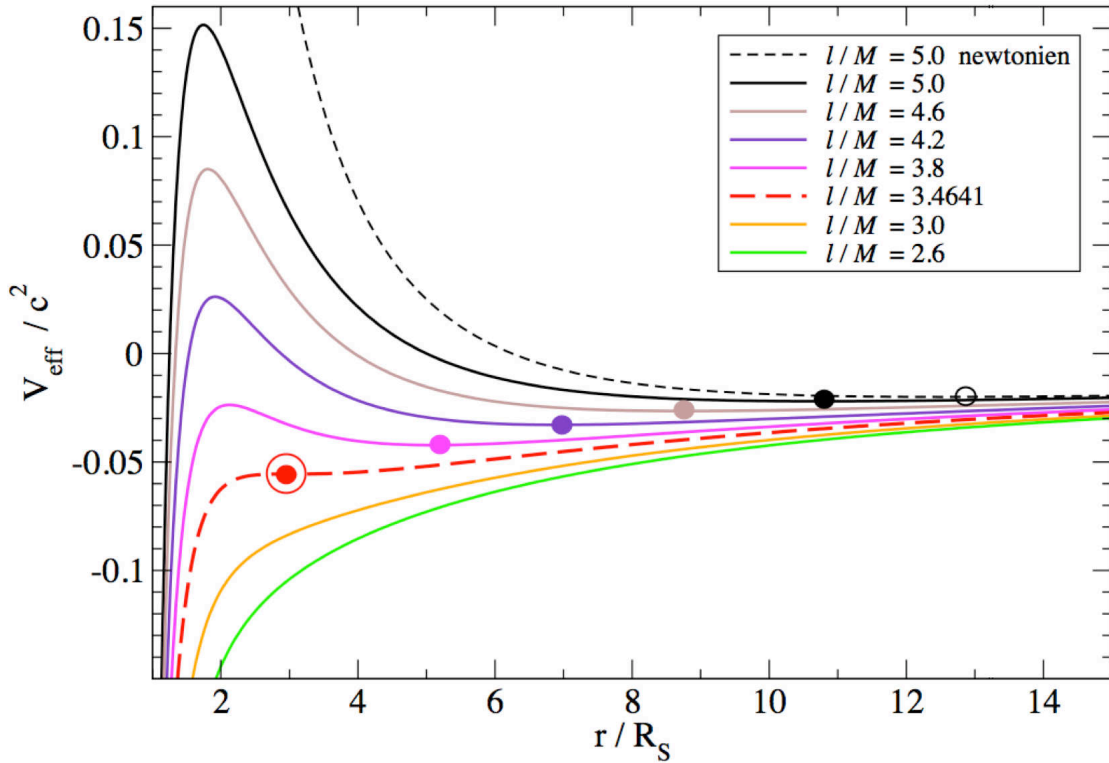


FIGURE 1.4 – Evolution du potentiel effectif en fonction du rayon donnée par l'équation 1.12. Les différentes courbes correspondent à différentes valeurs du paramètre ℓ . La courbe en traits pointillés fins est celle du cas newtonien. La courbe en traits pointillés longs rouges est la courbe du cas critique $\ell \geq \ell_{crit} = 2\sqrt{3}\frac{GM}{c}$. Les cercles pleins marquent les positions d'équilibre stable pour les orbites circulaires. Le cercle plein entouré correspond à l'orbite circulaire stable de plus petit rayon (ISCO). Cette figure est tirée du cours de Relativité Générale d'E.Gourgoulhon.

variable $\bar{\ell}$ (voir aussi figure 1.4). Par conséquent, il existe une orbite stable de plus petit rayon correspondant à $\ell = \ell_{crit}$ qui est appelée *dernière orbite stable* ou *Innermost Stable Circular Orbit* (ISCO). Le rayon de cet orbite est donné par :

$$r_{ISCO} = 3R_S = \frac{6GM}{c^2} = 12,3 \text{ km} \left(\frac{M}{1,4M_\odot} \right) \quad (1.15)$$

Dans le système de coordonnées choisi, on peut montrer que la fréquence associée à la trajectoire d'une particule sur une orbite circulaire de rayon r est donnée par la même formule que dans le cas newtonien :

$$\nu_K = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \sim 1200 \text{ Hz} \left(\frac{r_{orb}}{15 \text{ km}} \right)^{-3/2} \left(\frac{M}{1,4M_\odot} \right)^{1/2} \quad (1.16)$$

Dans la suite, on parlera d'orbite keplerienne. L'équation 1.16 montre que le disque est une horloge potentielle pour générer des signaux à des fréquences de l'ordre du kHz.

1.2 Variabilité milliseconde : QPO au kHz

L'étude des courbes de lumière des systèmes binaires X de faible masse a révélé un grand nombre de variabilités : le flux X reçu par l'observateur varie de plusieurs ordres de grandeurs au cours du temps. Ces variabilités interviennent sur des échelles de temps comprises entre quelques millisecondes et quelques jours (voire quelques mois) et sont associées à différents processus physiques. Par exemple, un système binaire X vu par la tranche présente des éclipses dans sa courbe de lumière. Ces éclipses sont dues à l'occultation partielle ou complète de la zone d'émission X par le compagnon ou par la colonne de matière qui va du point L1 au disque d'accrétion. La fréquence de ces éclipses est proche de la fréquence orbitale. D'autres systèmes contenant une étoile à neutrons montrent des sursauts X de type I (voir figure 1.3 section 1.1.2) qui se traduisent par une variation importante de l'intensité lumineuse. On observe également des variations importantes dans l'émission X (facteur 2 à 10) sur des échelles de quelques heures à plusieurs mois qui sont vraisemblablement liées à des variations du taux d'accrétion. Enfin, on observe une variabilité beaucoup plus rapide dans les courbes de lumière sur des échelles de la milliseconde à la seconde. Cette variabilité rapide est naturellement associée à la dynamique du flot d'accrétion proche de l'objet compact. L'échelle de temps associée à une orbite à proximité de l'objet central est donnée par $t_{dyn} \sim v_K^{-1}$, soit 1 ms pour une orbite de 15 km. Dans ma thèse, je me suis intéressé à la variabilité milliseconde et particulièrement aux *Oscillations Quasi Périodiques au kilo Hertz* ou encore kHz QPO.

1.2.1 Spectre de puissance et détection des kHz QPO

Une courbe de lumière X typique observée par le satellite RXTE a un taux de comptage moyen de $C \sim 1000 \text{ cps.s}^{-1}$. La résolution temporelle est $\sim 100 \mu\text{s}$. Par conséquent, la courbe de lumière à haute résolution ressemble à un signal binaire (en moyenne, un photon tous les 10 pas d'échantillonnage). Il devient très difficile d'étudier la variabilité directement sur la courbe de lumière. En revanche, cette série temporelle peut s'étudier en utilisant les méthodes d'analyse de Fourier et en particulier le spectre de puissance.

Transformée de Fourier

La courbe de lumière de longueur T est définie comme une série de N termes x_k ($k = 0, \dots, N-1$). Chaque terme x_k représente le nombre de photons détectés entre les instants $t_k = kT/N$ et $t_{k+1} = (k+1)T/N$. La transformée de Fourier discrète de cette série est donnée par (van der Klis,

1989a) :

$$a_j = \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{2\pi i j k / N} \quad j = -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2} - 1 \quad (1.17)$$

a_j est le coefficient de Fourier complexe associé à la fréquence $\omega_j = 2\pi j/T$. Il représente la contribution de la sinusoïde de fréquence ω_j dans la série temporelle. Dans le cas d'un signal temporel purement sinusoïdal à la fréquence ω_j , ce coefficient est l'amplitude du signal temporel.

La transformée de Fourier discrète donne une description complète du signal discret jusqu'à la fréquence de Nyquist $\nu_{\text{Nyq}} = N/2T$ qui est la moitié de la fréquence d'échantillonnage.

Spectre de puissance

Le théorème de Parseval permet de relier la variance totale d'un signal temporel et les coefficients de sa transformée de Fourier (van der Klis, 1989a) :

$$\text{Var}(x_k) = \frac{1}{N} \sum_{\substack{j=-N/2 \\ j \neq 0}}^{N/2-1} |a_j|^2 \quad (1.18)$$

On définit alors le spectre de puissance en adoptant la normalisation de Leahy et al. (1983) :

$$P_j \equiv \frac{2}{N_{ph}} |a_j|^2 \quad (1.19)$$

avec N_{ph} le nombre total de photons détectés (coefficient a_0 du spectre de Fourier). Dans le cas d'un signal temporel réel, on peut réécrire la variance et l'exprimer en terme d'un pourcentage de RMS (*Root-Mean-Square*) :

$$\text{RMS} \equiv \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \text{Var}(x_k)}}{\bar{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{N/2-1} P_j + \frac{1}{2} P_{N/2}}{N_{ph}}} \quad (1.20)$$

Le spectre de puissance nous permet de mesurer directement la variance du signal.

Bruit de Poisson

Le spectre de puissance obtenu directement à partir des taux de comptage détectés peut être décomposé en deux termes : $P_j = P_{j,\text{signal}} + P_{j,\text{bruit}}$. Le terme $P_{j,\text{signal}}$ est lié au comportement intrinsèque de la source, le terme $P_{j,\text{bruit}}$ est lié au bruit de comptage statistique. On suppose que le bruit de comptage est aléatoire et décorrélé. Cette hypothèse est valide tant que le taux de comptage est faible et que les effets du temps morts des détecteurs sont négligeables. Dans ces conditions, le taux de comptage suit une distribution de Poisson et la distribution des $P_{j,\text{bruit}}$

est donnée par la distribution d'un χ^2 à 2 degrés de liberté (Leahy et al., 1983; van der Klis, 1989a). Dans la normalisation de Leahy et al. (1983), la moyenne et la déviation standard des $P_{j,bruit}$ sont égales (van der Klis, 1989a) :

$$\sigma_{P_{j,bruit}} = \langle P_{j,bruit} \rangle = 2 \quad (1.21)$$

Ceci est vrai quelque soit la longueur T et la résolution T/N du segment utilisé. La détection d'un signal lié à la source est donc difficile à réaliser.

Il existe deux méthodes équivalentes pour diminuer la variance du spectre de puissance. Dans la première, on calcule un spectre de puissance avec une grande résolution en fréquence (longueur T du segment importante) puis on moyenne W puissances consécutives. Dans la seconde, on divise le segment d'observation en M segments égaux, on calcule un spectre de puissance pour chacun de ces sous-segments puis on les moyenne. Ces deux méthodes réduisent la variance d'un facteur \sqrt{W} et \sqrt{M} respectivement. J'ai utilisé majoritairement la deuxième méthode au cours de ma thèse car elle présente deux avantages : elle est plus rapide que la première car la longueur des segments est plus petite ; elle fournit des spectres de puissance à intervalle de temps réguliers et permet ainsi de suivre les paramètres de l'oscillation au cours du temps.

Significativité statistique du signal

Une composante du spectre de puissance est caractérisée par sa largeur en fréquence $\delta\nu$ et son amplitude RMS . La significativité statistique n_σ (exprimée en nombre de σ) qui caractérise la « réalité » de cette composante dans le bruit de fond est donnée par (van der Klis, 1989b) :

$$n_\sigma = \frac{S^2}{2(S+B)} RMS^2 \left(\frac{T}{\delta\nu} \right)^{1/2} \quad (1.22)$$

S et B sont les taux de comptage source et bruit de fond respectivement. L'équation 1.22 montre que la significativité varie comme le carré de l'amplitude RMS. Ainsi, une faible diminution de l'amplitude (30% p.ex) peut être suffisante pour faire passer une composante très significative (6σ) sous le seuil de détection (2.9σ).

1.2.2 Description et caractéristiques des kHz QPO

Dans la suite de cette section, je décris en détails les paramètres qui caractérisent les kHz QPO et les différents phénomènes observationnels qui leur sont associés.

Forme spectrale d'un kHz QPO

Dans le spectre de puissance, un kHz QPO apparaît comme un pic élargi. D'un point de vue mathématique, une telle signature dans l'espace des fréquences peut être celle de signaux

purement aléatoires ne nécessitant pas d'horloge pour les générer (par exemple un processus d'auto-régression de second ordre). Cependant, aucun modèle physique générant des signaux purement aléatoires n'a été proposé.

Les modèles de signal les plus populaires sont ceux faisant intervenir des trains d'ondes (Lamb et al., 1985). Dans ces modèles, le signal est constitué d'une superposition de trains d'ondes de durée de vie finie (durée où le signal conserve sa phase et sa fréquence), chacun ayant une phase et une fréquence distribuées aléatoirement. Au cours du temps, l'amplitude et la fréquence moyennes du signal varient. La largeur du pic dans le spectre de puissance est alors la somme de deux composantes distinctes. La première composante est intrinsèque au signal et est déterminée par la durée de vie des trains d'ondes. Elle traduit la variabilité aperiodique du signal et justifie le nom d'oscillations quasi périodiques. La deuxième composante est due à la dérive en fréquence sur le temps d'intégration T utilisé pour calculer le spectre de puissance. Si T est grand, la fréquence moyenne du signal varie et provoque un élargissement du pic dans le spectre de puissance.

La composante du spectre de puissance associée à ces signaux peut être modélisée par une lorentzienne centrée sur la fréquence moyenne des oscillations. La largeur à mi hauteur permet d'estimer la cohérence du signal. Si l'on est capable de calculer le spectre de puissance sur le temps de cohérence du signal, alors on mesure directement la cohérence du signal. Dans la pratique, les instruments dont on dispose n'ont pas une sensibilité suffisante pour détecter des kHz QPO dans des spectres de puissance intégrés sur le temps de cohérence des oscillations. Par conséquent, la cohérence de l'oscillation estimée par la largeur à mi hauteur de la lorentzienne est biaisée par la dérive en fréquence. Il existe des méthodes permettant de réduire le biais dû à la variation temporelle de la fréquence. Elles ont été utilisées et améliorées dans cette thèse.

Paramètres des kHz QPO

Les kHz QPO sont caractérisés par trois paramètres. La **fréquence centrale** ν de la lorentzienne donne la fréquence moyenne de l'oscillation sur l'intervalle de temps T où le spectre de puissance est calculé. La largeur à mi hauteur $\delta\nu$ ou encore le **facteur de qualité** $Q \equiv \nu/\delta\nu$ estime la cohérence du signal. L'**amplitude RMS** exprimée en pourcentage du taux de comptage de la source indique l'amplitude des oscillations par rapport au niveau moyen de la source. D'une manière générale, les kHz QPO observés présentent les caractéristiques suivantes :

- une fréquence comprise entre ~ 300 Hz et ~ 1200 Hz
- un facteur de qualité supérieur à 2 et pouvant atteindre 200
- une amplitude de quelques % de l'intensité totale (entre 1 et 20%)

Par convention (van der Klis, 1989b), on utilise le terme d'oscillation quasi périodique pour les composantes du spectre de puissance ayant une largeur inférieure à leur fréquence caractéristique. Pour une lorentzienne, cela se traduit par un facteur de qualité supérieur à 2. Dans le

cas contraire, on parle de composante de bruit. Dans ma thèse, je n'ai étudié que les kHz QPO.

Phénomènes observationnels associés aux kHz QPO

Dans les paragraphes qui suivent, je vais rappeler les propriétés des kHz QPO qui ont été observées dans les 10 dernières années.

Tout d'abord, dans la plupart des sources, deux pics séparés de ~ 300 Hz sont détectés dans le spectre de puissance. Ces deux pics sont appelés kHz QPO jumeaux et dans la suite du manuscrit, j'utilise les notations suivantes : le kHz QPO ayant la fréquence la moins élevée est noté $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ (« lower QPO ») et les paramètres le décrivant ont l'indice '1', l'autre est noté $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ (« upper QPO ») et est associé à l'indice '2' (voir figure 1.5). Alors que la fréquence de ces pics varie de plusieurs centaines de Hertz, la séparation en fréquence reste toujours proche de ~ 300 Hz.

Ensuite, les kHz QPO sont détectés dans les données du PCA de RXTE uniquement quand la source est dans un état spectral particulier qui est repéré par sa position dans un diagramme couleur-couleur (Ford et al., 2000; van Straaten et al., 2000; Di Salvo et al., 2003; van der Klis, 2004). Par exemple pour les sources *Atoll*, les kHz QPO sont détectés uniquement quand la source se trouve dans le coin inférieur gauche du diagramme couleur-couleur (voir figure 1.1). On observe également une très bonne corrélation entre la position dans le diagramme couleur-couleur et la fréquence des kHz QPO (Méndez et al., 1999).

De plus, dans le cas des sources de type « Atoll » si on étudie la fréquence des kHz QPO en fonction de l'intensité de la source (son taux de comptage), on observe une corrélation particulière baptisée « parallel tracks » qui est montrée sur la figure 1.6 pour la source 4U 1608-52.

Les « parallel tracks » indiquent qu'il y a une corrélation entre la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et la luminosité sur une échelle de temps de l'ordre de l'heure qui disparaît sur des échelles de temps plus grande. Les « parallel tracks » sont responsables d'un biais dans l'analyse des kHz QPO. Comme le montre l'équation 1.22, la significativité statistique du kHz QPO dépend explicitement du taux de comptage. Par conséquent, à facteur de qualité Q et amplitude RMS constant, on détecte plus facilement les kHz QPO associés à un fort taux de comptage, c'est-à-dire, d'après la figure 1.6, les kHz QPO à plus haute fréquence. Dans notre étude nous avons pris en compte ce biais.

Les fréquences des kHz QPO sont également corrélées avec les fréquences des composantes basses fréquences présentes simultanément dans le spectre de puissance (van der Klis, 2006a). Il semble donc que les kHz QPO soient liés aux variabilités plus lentes du disque d'accrétion.

Enfin, il faut noter que l'amplitude RMS des kHz QPO augmente avec l'énergie (voir figure 1.10 pour la source 4U 1608-52, Mendez et al., 1997).

Ces propriétés ont permis l'élaboration de différents modèles qui sont décrits dans la section suivante.

1.3 Les kHz QPO, outils de la physique extrême

1.3.1 Le satellite RXTE

Dans les paragraphes qui suivent, je présente le satellite RXTE dont l'instrument PCA est dédié à l'étude de la variabilité dans l'émission X.

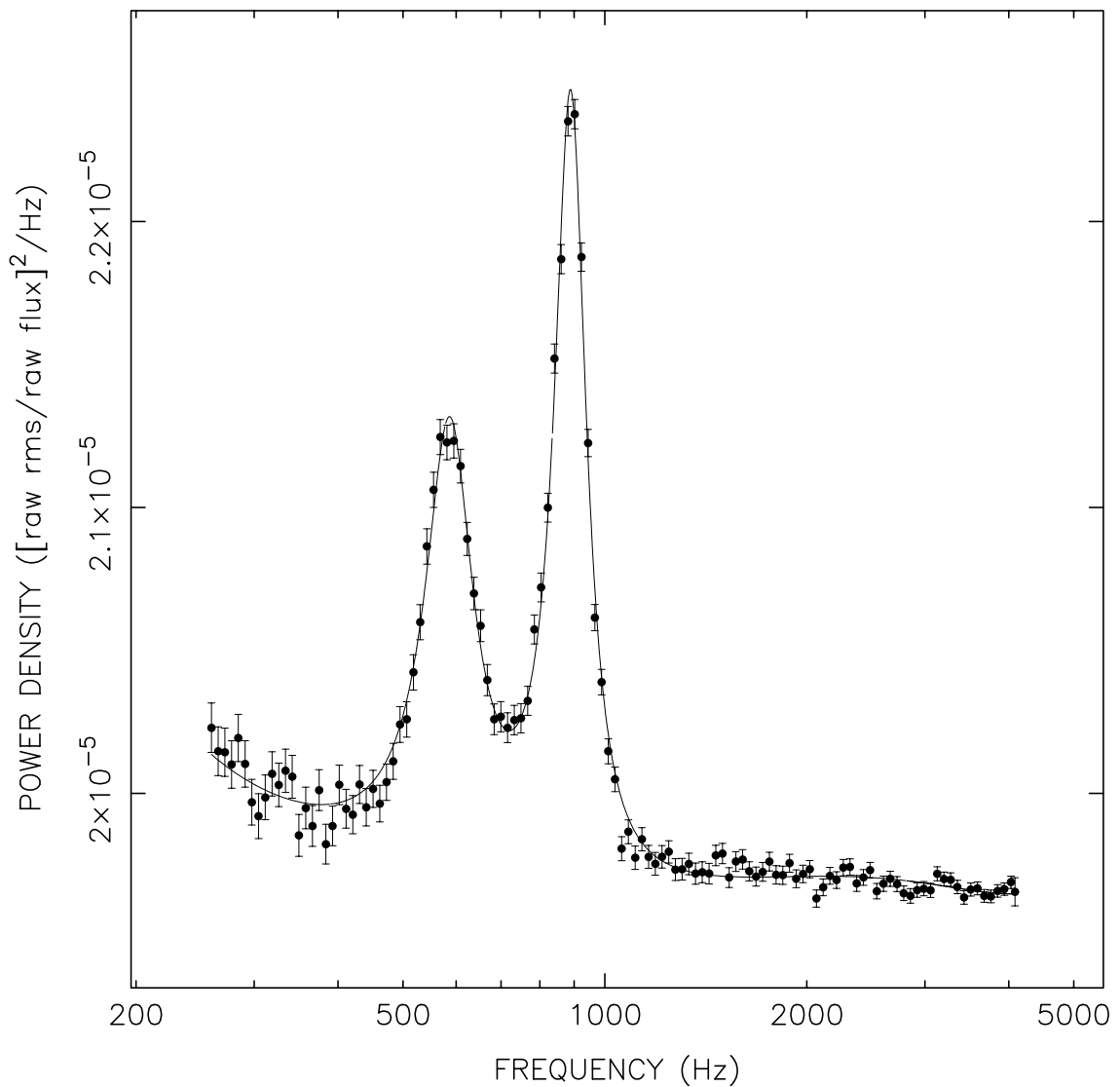


FIGURE 1.5 – Spectre de puissance de la source Scorpius X1 obtenu par le PCA de RXTE en 1996 (van der Klis et al., 1997). Deux kHz QPO sont présents simultanément. Celui de plus basse fréquence est noté $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et l'autre $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$.

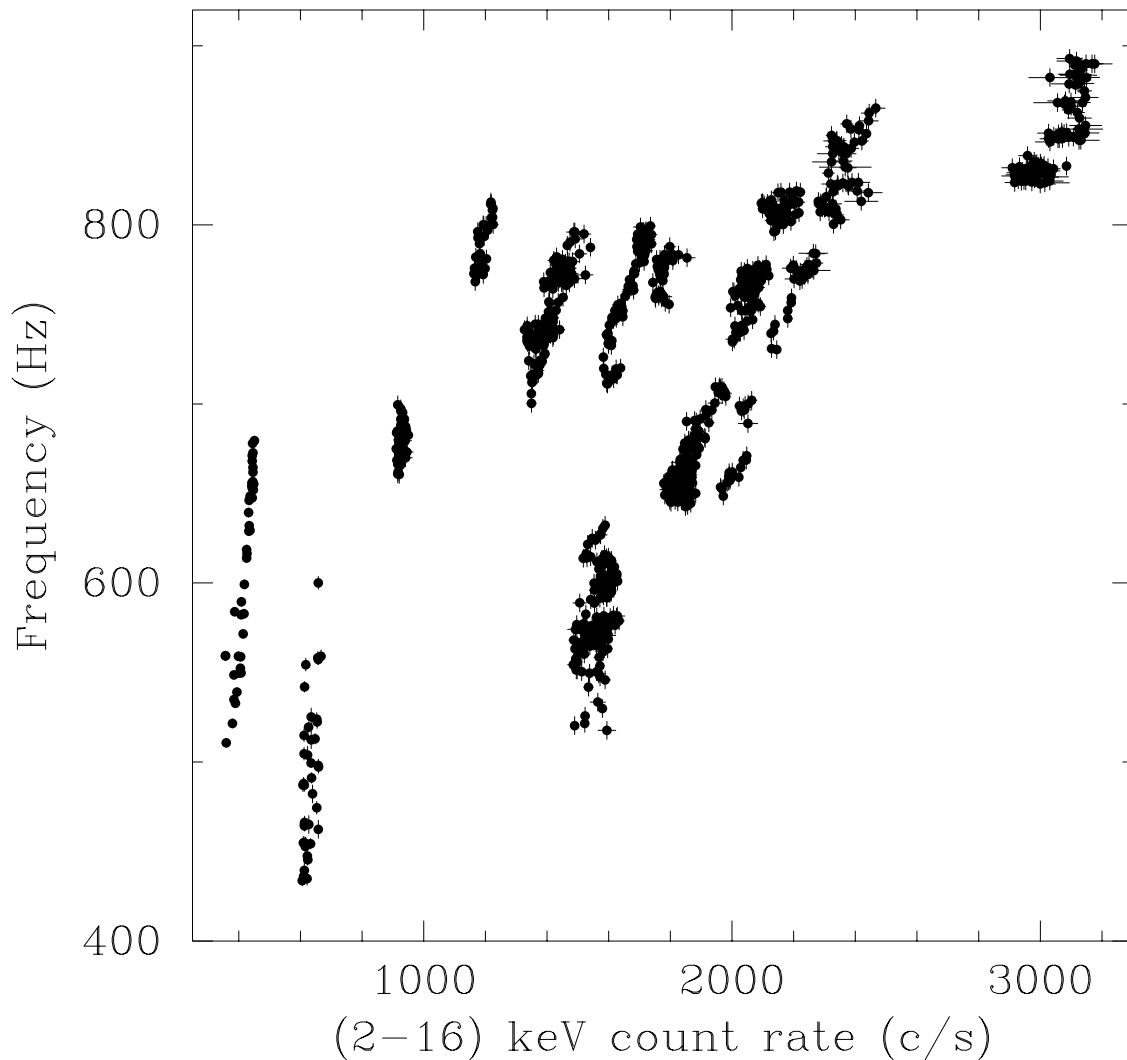


FIGURE 1.6 – Evolution de la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ en fonction du taux de comptage pour la source 4U 1608-52 (Méndez et al., 1999). On observe des lignes parallèles montrant la corrélation si particulière entre la fréquence et le taux de comptage dans les sources « Atoll ».

Caractéristiques techniques du satellite RXTE

Le satellite américain *Rossi X-ray Timing Explorer* (RXTE, Bradt et al., 1993) est lancé le 30 décembre 1995 et placé sur une orbite de type LEO (*Low Earth Orbit*) à une altitude de 600 km. Il est conçu pour étudier la variabilité rapide des binaires X. Sa charge utile est composée de trois instruments : le *Proportional Counter Array* (PCA, Jahoda et al., 1996), le *High Energy X-ray Timing Experiment* (HEXTE, Gruber et al., 1996) et le *All Sky Monitor* (ASM, Levine et al., 1996).

Le PCA est un détecteur de type compteur proportionnel composé de 5 unités (PCU, *Proportional Counter Unit*) sensibles dans la gamme 2-60 keV. Cet instrument est dédié à l'étude de la variabilité rapide des systèmes binaires X. Il allie une grande surface collectrice (de l'ordre de 7000 cm² à 6 keV) à une très grande résolution temporelle (de l'ordre de la micro seconde). Ces deux caractéristiques impliquent de stocker et transférer une grande quantité de données. Cette gestion des données est assurée à bord du satellite par le microprocesseur *Experimental Data System* (EDS, Bradt et al., 1993). Il permet l'enregistrement simultané de 6 modes différents sélectionnés par l'observateur. Parmi ces 6 modes, 2 modes standards sont enregistrés avec des paramètres spectraux et temporels constants au cours de la mission constituant une banque de données homogènes sur la durée de la mission. Dans ma thèse, j'ai utilisé exclusivement les données provenant de l'instrument PCA.

Effet du temps mort

Le PCA, comme tous les compteurs proportionnels, possède un temps mort lié au temps de conversion analogique numérique. Cette composante est de l'ordre de 1-3% pour des sources peu brillantes. Dans le cas des sources brillantes, une deuxième composante vient s'ajouter due aux photons qui sont rejetés de façon accidentelle (effets de *pile up*). Qualitativement, le temps mort des détecteurs élimine toutes corrélations sur les échelles de temps inférieures au temps mort.

En présence de temps mort, le spectre de puissance d'un processus poissonnien n'est plus constant avec la fréquence. Les modifications apportées au spectre dépendent du type de temps mort. Cet effet de temps mort a une conséquence directe sur l'amplitude *RMS* calculée des composantes du spectre de puissance. Dans certains cas particuliers de temps mort, on peut évaluer un coefficient de correction à appliquer à l'amplitude (van der Klis, 1989a; Zhang et al., 1995). Cependant, dans la plupart des cas, on ne connaît pas suffisamment bien le temps mort pour en évaluer les effets. Ces effets sont importants uniquement quand le taux de comptage devient élevé, c'est-à-dire dans les sursauts X ou encore pour les sources Z (van der Klis et al., 1996). Dans ma thèse, j'ai étudié principalement des sources « Atoll » hors sursaut pour lesquelles les effets de temps morts sont négligeables.

Les découvertes majeures de RXTE

Le satellite RXTE a révélé la variabilité rapide dans les binaires X. Trois résultats majeurs concernent les systèmes binaires X de faible masse contenant une étoile à neutrons.

En utilisant des observations du PCA, Wijnands & van der Klis (1998) découvrent le premier pulsar milliseconde accrétant SAX J1808.4-3658. Cet objet est dans la phase de transition entre binaire X et pulsar milliseconde. Il confirme la théorie de la formation des pulsars radio

milliseconde. Selon cette théorie largement acceptée, ces objets sont initialement des pulsars radio ordinaires. Au cours du temps, le champ magnétique décroît. Si l'étoile à neutrons se trouve au coeur d'un système binaire, elle peut être accélérée jusqu'à des périodes de l'ordre de la milliseconde par l'accrétion de matière. Très récemment, Archibald et al. (2009) ont observé un pulsar radio milliseconde au coeur d'un système binaire X et des traces d'un disque d'accrétion qui était encore présent dans la dernière décennie. C'est la première fois que l'on observe la naissance d'un pulsar radio milliseconde.

Le PCA a également permis de découvrir les oscillations pendant les sursauts X (Strohmayer et al., 1996). Lors d'un sursaut X, l'émission produite par l'explosion thermonucléaire est anisotrope (Bildsten, 1998). Dans l'hypothèse où le sursaut se développe dans une région limitée de la surface de l'étoile à neutrons, la rotation de l'objet compact module alors l'émission X à la fréquence ν_{spin} ou $2\nu_{spin}$ s'il y a deux régions brillantes antipodales (Miller, 1999). A la suite de cette découverte, plusieurs autres sources ont montré des oscillations lors des sursauts X, ce qui a permis d'évaluer la fréquence de rotation de l'objet compact.

Enfin, le PCA a permis d'observer une variabilité temporelle structurée à des fréquences de l'ordre du kilo Hertz dans un grand nombre de systèmes binaires X, les kHz QPO. Les hautes fréquences des signaux détectés pourraient être liées aux mouvements orbitaux dans les régions internes du disque, à ~ 20 km de l'objet compact. On dispose ainsi de signaux qui proviennent directement de l'intérieur du disque où le champ de gravité est très important. Ces signaux sont très probablement générés par des processus physiques faisant intervenir la relativité générale. Cette découverte majeure de RXTE est un nouvel outil d'étude des objets compacts.

1.3.2 Modélisation des kHz QPO et prédictions sur les observables

Plusieurs modèles faisant intervenir une physique différente ont été développés ces 10 dernières années pour expliquer les propriétés des kHz QPO. Ces modèles permettent d'expliquer la plupart des corrélations qui existent entre les paramètres des kHz QPO mais on manque toujours d'un modèle standard qui serait capable d'expliquer intégralement la phénoménologie des kHz QPO. Quatre modèles représentent l'état des connaissances pour les kHz QPO et se distinguent par des prédictions différentes sur les observables. Pour trois modèles, la fréquence du $QPO_{kHz,2}$ est associée à la fréquence orbitale keplerienne dans le disque. Pour le quatrième, c'est la fréquence du $QPO_{kHz,1}$ qui est associée à la fréquence orbitale. Dans la suite de cette section, je vais décrire brièvement ces quatre modèles et mettre en évidence leurs prédictions sur les observables.

Signature de l'ISCO

Tout d'abord, il existe un consensus assez fort au sein de la communauté sur le lien entre la fréquence des kHz QPO et la fréquence orbitale keplerienne. D'après la section 1.1.2, l'existence d'une dernière orbite stable prédite par la relativité générale se traduit directement par une fréquence maximale pour les kHz QPO. Zhang et al. (1998) a observé une saturation en fréquence à forte luminosité dans la source 4U 1820-303 et qui a été confirmée par Bloser et al. (2000) (figure 1.7). De plus, il n'y a pas de kHz QPO observés à des fréquences supérieures à ~ 1250 Hz, ce qui est consistant avec l'existence d'une ISCO à ~ 15 km de l'étoile à neutrons.

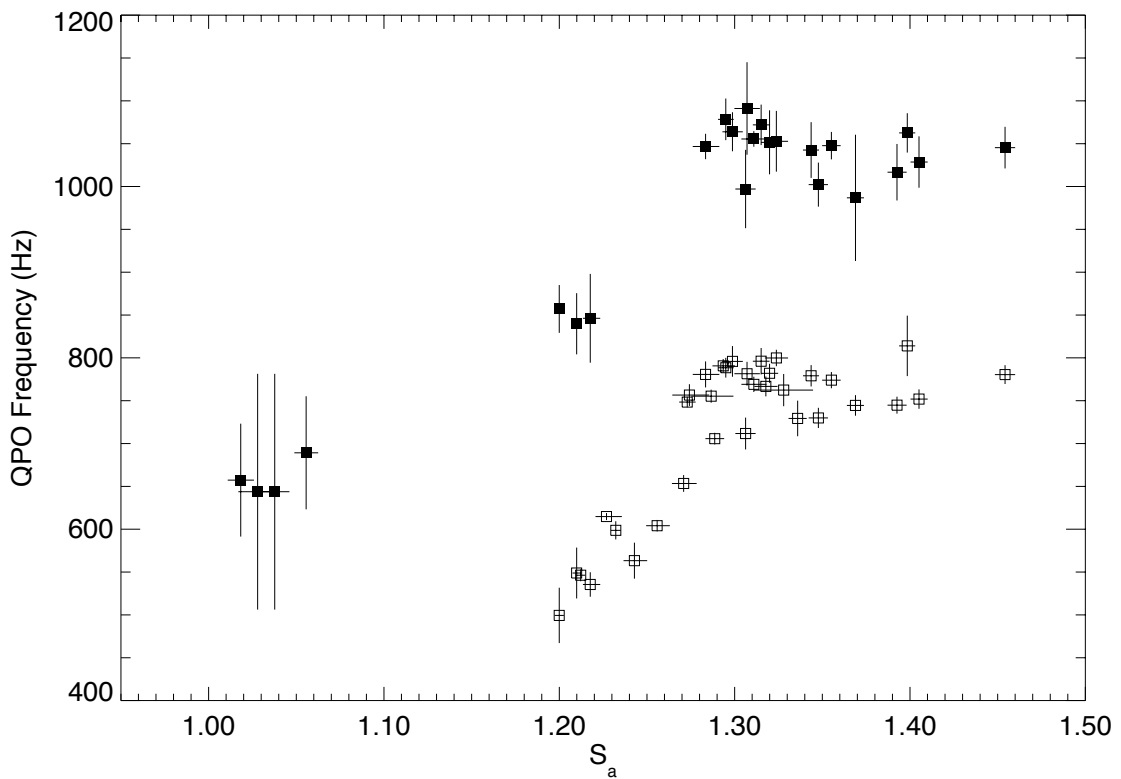


FIGURE 1.7 – Evolution de la fréquence des kHz QPO en fonction du traceur S_a du taux d'accrétion \dot{M} pour la source 4U 1820-303. Les symboles pleins et vides représentent respectivement les $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ et les $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$. On observe une saturation de la fréquence des kHz QPO alors que le taux d'accrétion continue d'augmenter (Bloser et al., 2000).

La présence d'une dernière orbite stable dans le disque d'accrétion a également une influence sur les paramètres des kHz QPO. Pour comprendre cette influence, on peut utiliser le modèle suivant (Barret et al., 2006). On suppose que la fréquence des kHz QPO est déterminée par le mouvement orbital d'une région active (située à r_{orb}) de taille finie (Δr_{orb}) dans le disque d'accrétion. On suppose également que le phénomène oscillant est lié à la matière accrétée qui dérive dans le disque à la vitesse v_r . Dans ces conditions, trois termes contribuent à la largeur

du kHz QPO : un terme lié à la taille finie de la région active δv_{orb} , un terme dû à la dérive de la région active pendant la durée de vie des oscillations δv_{derive} et un terme provenant de la durée de vie finie des oscillations δv_{vie} . On peut montrer que ces termes sont donnés par (Barret et al., 2006) :

$$\delta v_{derive} \approx \frac{3}{2} \frac{\Delta r_{derive}}{r_{orb}} v_{orb} \quad (1.23)$$

$$\delta v_{orb} \approx \frac{3}{2} \frac{\Delta r_{orb}}{r_{orb}} v_{orb} \quad (1.24)$$

$$\delta v_{vie} \approx \frac{v_1}{2\pi N_{cycles}} \quad (1.25)$$

Il est intéressant d'étudier plus en détails le terme Δr_{derive} . L'équation 1.13 permet de relier le moment angulaire et le rayon de l'orbite :

$$\ell = cG^{1/2} \frac{rM^{1/2}}{(rc^2 - 3GM)^{1/2}} \quad (1.26)$$

Cette équation montre qu'une diminution de ℓ entraîne une diminution du rayon de l'orbite. Si on fait l'hypothèse que la période P_{orb} de l'orbite est à peu près constante pendant la durée de vie de l'oscillation N_{cycles} , on peut calculer la dérive de l'orbite induite par une perte de moment moyen $\langle \dot{\ell} \rangle$ pendant la durée de vie de l'oscillation (Barret et al., 2006) :

$$\Delta r_{derive} = 2\pi N_{cycles} \left(\frac{r^3}{M} \right)^{1/2} \frac{2cG^{1/2}(rc^2 - 3GM)^{3/2}}{M^{1/2}(rc^2 - 6GM)} \langle \dot{\ell} \rangle \quad (1.27)$$

Ainsi, proche de l'ISCO, une perte de moment cinétique provoque une dérive importante de l'orbite. Cette dérive se traduit directement par un élargissement du kHz QPO et une chute du facteur de qualité avec la fréquence. A l'ISCO, le facteur de qualité est nul.

Une telle chute de cohérence a été observée dans plusieurs sources différentes (Barret et al., 2005a,b, 2006) dont la plus emblématique est 4U 1636-536 (voir figure 1.8). Si l'interprétation en terme de signature de l'ISCO est correcte, alors cet effet doit être commun à l'ensemble des sources montrant des kHz QPO, indépendamment des caractéristiques de l'étoile à neutrons. Une autre interprétation a également été proposée pour expliquer cette chute de cohérence (Méndez, 2006) mais il semble que le consensus autour de la signature de l'ISCO soit large au sein de la communauté (Barret et al., 2007).

La présence de l'ISCO autour de l'objet compact permet de contraindre la masse et le rayon de l'étoile à neutrons. En mesurant précisément la fréquence orbitale qui lui est associée, on estime la masse de l'objet compact (Miller et al., 1998) :

$$M \approx 2.2 M_{\odot} \frac{1000 \text{ Hz}}{\nu_{ISCO}} (1 + 0.75j) \quad (1.28)$$

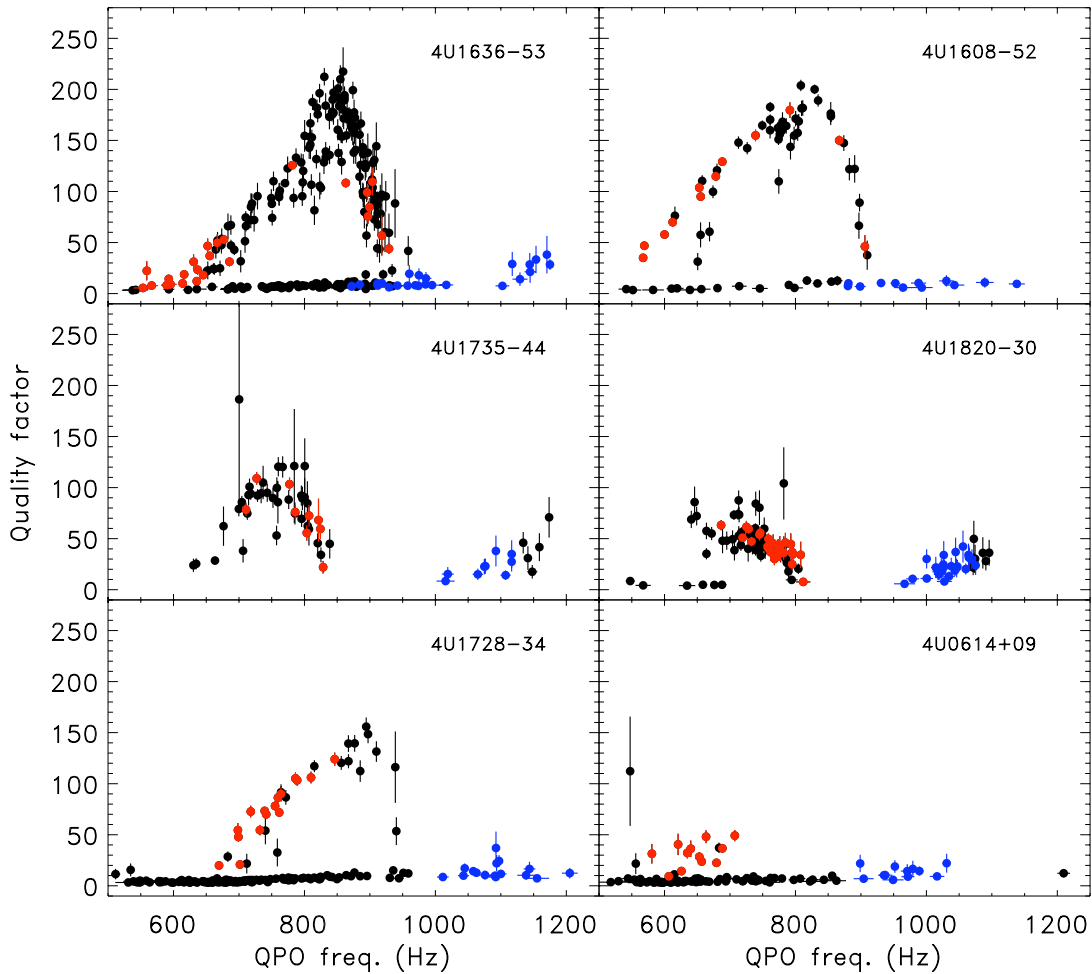


FIGURE 1.8 – Evolution du facteur de qualité en fonction de la fréquence dans six sources. Les points rouges sont les $QPO_{\text{kHz},1}$, les points bleus sont les $QPO_{\text{kHz},2}$ et les points noirs sont pour les kHz QPO non identifiés. On observe une chute de la cohérence du kHz QPO avec la fréquence qui peut être interprétée comme une signature de l’ISCO (Barret et al., 2006).

La mesure de la fréquence à l’ISCO est donc une mesure directe de la masse de l’objet compact.

Pour arriver à cette conclusion, nous avons fait l’hypothèse que la chute de cohérence était la signature de la présence de l’ISCO et que sa fréquence orbitale pouvait être calculée en extrapolant la relation entre Q et ν . Si on suppose uniquement que la fréquence des kHz QPO est orbitale et qu’il existe une dernière orbite stable dans le disque d’accrétion, on dispose tout de même de contraintes intéressantes sur la masse et le rayon de l’étoile à neutrons (Miller & Lamb, 1998). Premièrement, le rayon de l’étoile est inférieur au rayon de la plus petite orbite

observée (c'est-à-dire la plus grande fréquence mesurée) :

$$R_* \leq \left(\frac{GM}{4\pi^2 v_{\max}^2} \right)^{1/3} \quad (1.29)$$

Deuxièmement, le rayon de la dernière orbite stable est inférieur au rayon de la plus petite orbite observée, ce qui se traduit sur la masse par :

$$M \leq \frac{c^3}{2\pi 6 \sqrt{6} G v_{\max}} \quad (1.30)$$

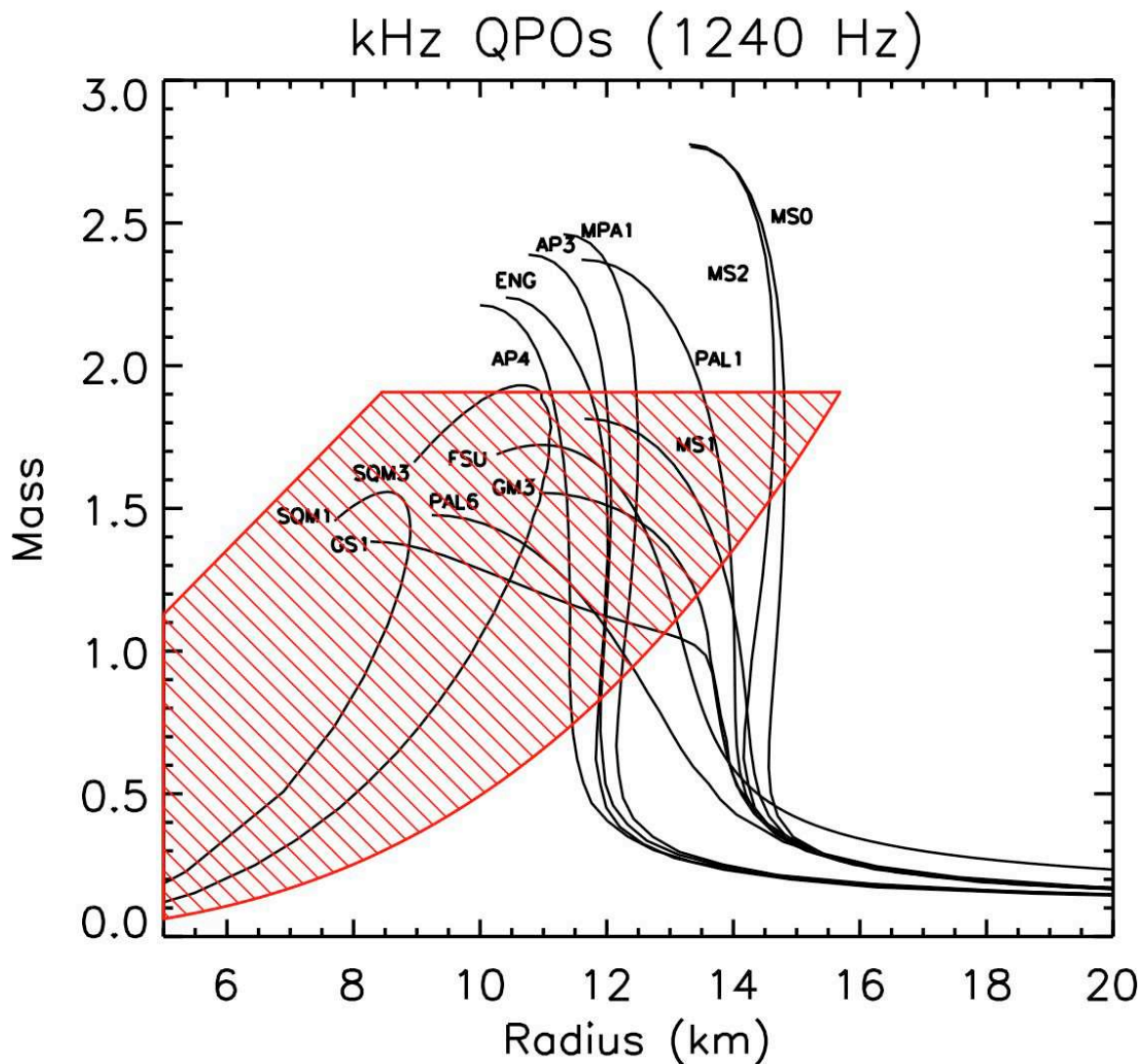


FIGURE 1.9 – Contraintes sur la masse et le rayon d'une étoile à neutrons à partir de la détection d'un mouvement orbital à une fréquence de 1240 Hz dans une métrique de Schwarzschild. Les principales équations d'état sont représentés (Lattimer & Prakash, 2007).

On peut tracer ces deux contraintes sur un diagramme Masse-Rayon (figure 1.9). On peut

également tracer sur ce diagramme la limite de causalité : $M < (c^2R)/(2,9G)$. Actuellement, aucune équation d'état n'est complètement exclue par la mesure de la fréquence maximale des kHz QPO même si certaines semblent plus improbables.

Le modèle de battement au point sonique

Dans le modèle de battement au point sonique ou *Sonic Point Beat Frequency Model* (SPM dans la suite, Miller, 1998; Miller et al., 1998; Lamb & Miller, 2001; Miller, 2001; Lamb & Miller, 2004), la source X contient une étoile à neutrons magnétisée ($B \sim 10^7 - 10^9$ G) tournant à une fréquence de spin de l'ordre de quelques centaines de Hertz. Elle accrete la matière via un disque d'accrétion keplerien. Une partie de la matière est canalisée par le champ magnétique vers les pôles de l'étoile à neutrons tandis que l'autre partie reste dans le disque d'accrétion. Dans le SPM, le $QPO_{\text{kHz},2}$ est produit par la modulation de l'émission X par des surdensités de matière dans le flot d'accrétion à proximité de l'objet compact. La fréquence du $QPO_{\text{kHz},2}$ ν_2 est alors la fréquence keplerienne de ces surdensités. Celles-ci sont localisées à un rayon proche du rayon de transition entre un flot subsonique et supersonique. Ce rayon de transition est appelé le rayon sonique R_{sp} dans le modèle de Miller et al. (1998) et se situe à proximité du bord interne du disque (à quelques km de la surface de l'étoile à neutrons). Le $QPO_{\text{kHz},1}$ est produit par un phénomène de battement entre l'orbite keplerienne de la surdensité et l'étoile à neutrons. Sa fréquence est proche de la fréquence de battement et est donnée par : $\nu_1 = \nu_2 - \nu_{\text{spin}}$. Dans cette première version du SPM, la séparation en fréquence des kHz QPO jumeaux est constante et proche de la fréquence de spin.

Pour expliquer les variations de $\Delta\nu$ avec la fréquence, ce modèle s'est complexifié. Lamb & Miller (2001) ont rajouté un terme de dérive radiale de la surdensité proche du rayon sonique. Dans ces conditions, ν_1 est supérieure à la fréquence de battement et ν_2 est inférieure à la fréquence keplerienne. Ces corrections permettent de reproduire la diminution de $\Delta\nu$ avec la fréquence observée dans plusieurs sources (figure 1.10).

Ce modèle permet de rendre compte de plusieurs phénomènes concernant les kHz QPO (Lamb & Miller, 2004). Tout d'abord, il permet d'expliquer les fréquences des kHz QPO observées et leurs similitudes dans des sources ayant des taux d'accrétion et des luminosités très différents. Ensuite, il peut expliquer la corrélation entre le taux d'accrétion déduit de la position de la source dans un diagramme couleur-couleur et la fréquence des oscillations. Ce modèle propose également une explication à la cohérence des kHz QPO et la dépendance entre l'amplitude des oscillations et l'énergie (voir figure 1.11). Enfin, il prédit un lien entre la fréquence de spin (ou l'une de ses harmoniques) et les fréquences des kHz QPO. Bien que ce lien soit encore controversé (Méndez & Belloni, 2007), on observe une distribution bi-modale des sources (voir panneau droit de la figure 1.10, van der Klis, 2006b) qui indique que la séparation en fréquence des kHz QPO est liée à la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons pour ces 8 sources.

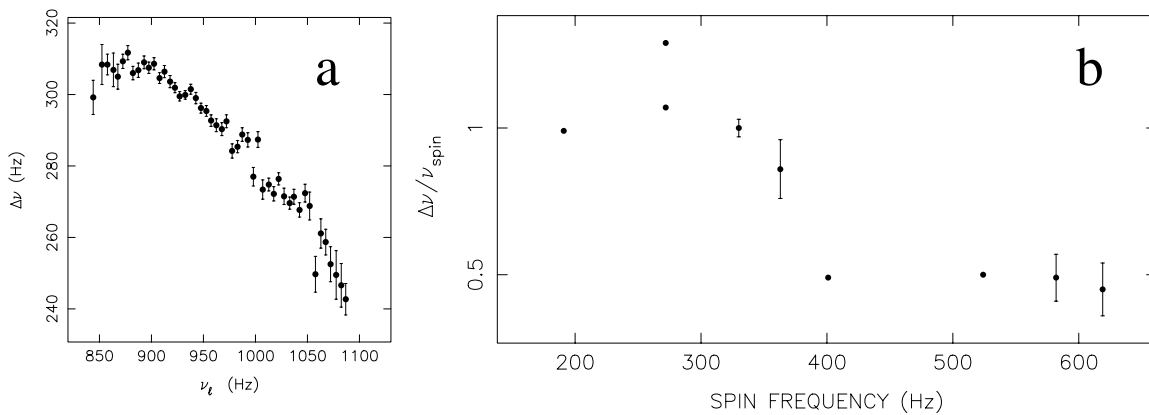


FIGURE 1.10 – A gauche : Evolution de la séparation en fréquence $\Delta\nu$ en fonction de ν_l pour la source Scorpius X1. On observe une diminution de la séparation avec la fréquence (Méndez & van der Klis, 2000). A droite : Rapport entre la séparation en fréquence des kHz QPO et la fréquence de spin de l'étoile à neutrons ($\Delta\nu/\nu_{\text{spin}}$) pour 8 sources différentes . On observe une distribution bi-modale des points. Dans ces 8 source, la séparation en fréquence des kHz QPO jumeaux est liée à la fréquence de spin et les kHz QPO (van der Klis, 2006b).

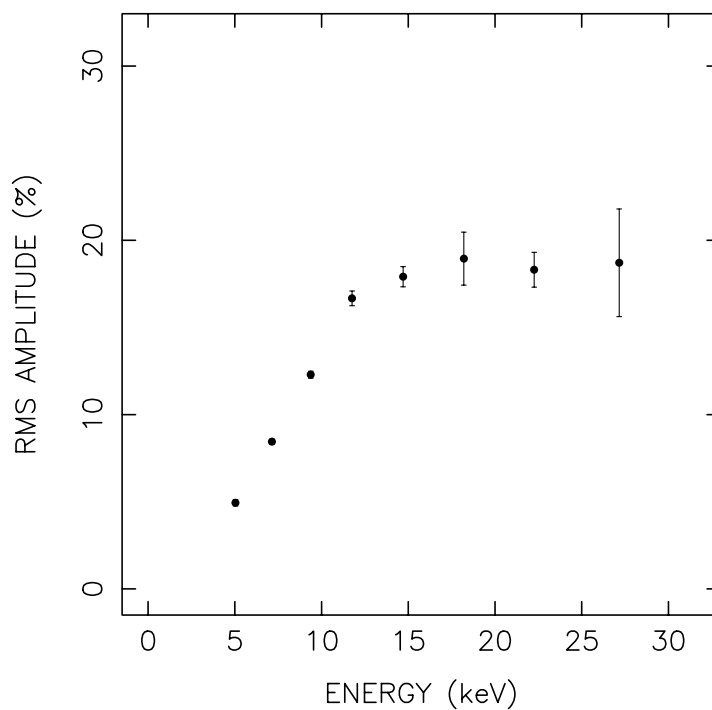


FIGURE 1.11 – Dépendance en énergie de l'amplitude RMS du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ dans la source 4U 1608-52. L'amplitude du RMS des kHz QPO augmente avec l'énergie (Berger et al., 1996).

Le modèle de précession relativiste

Dans le modèle de précession relativiste ou *Relativistic Precession Model* (RPM dans la suite, Stella & Vietri, 1998; Stella et al., 1999; Stella, 2001), les fréquences des signaux quasi-

périodiques sont les fréquences fondamentales du mouvement de la matière dans l'environnement proche de l'objet compact. Comme pour le SPM, le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est produit par le mouvement keplerien de surdensités dans le disque d'accrétion. Le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ est créé par le mouvement de précession relativiste du périastre de l'orbite. La précession du périastre est un effet relativiste prévu par Einstein en 1915 et observé sur l'orbite de Mercure. Enfin, le *High Branch Oscillation* (HBO) qui est un QPO basse fréquence est généré par la précession des noeuds de l'orbite. Pour que la précession du périastre et la précession des noeuds soient possibles, ce modèle nécessite des orbites légèrement excentriques et légèrement inclinées par rapport au plan de la binaire X.

Si le mouvement de la matière est dicté par la seule force de gravité créée par l'objet compact, on peut définir trois fréquences orbitales : la fréquence épicyclique ν_Φ qui est keplerienne, la fréquence radiale ν_r et la fréquence verticale épicyclique ν_θ qui est liée à l'oscillation verticale de l'orbite. Dans ces conditions, on a $\nu_2 = \nu_\Phi$, $\nu_1 = \nu_\Phi - \nu_r$ et $\Delta\nu = \nu_r$.

Stella (2001) donne l'évolution de ν_r en fonction de ν_2 dans un espace de Schwarzschild :

$$\nu_r = \nu_2 \left(1 - 6 \frac{GM}{rc^2}\right)^{1/2} = \nu_2 \left(1 - 6 \left(\frac{2\pi\nu_2 GM}{c^3}\right)^{2/3}\right)^{1/2} \quad (1.31)$$

Ce modèle peut être testé à travers plusieurs prédictions fortes sur les corrélations entre les fréquences des signaux quasi-périodiques. L'équation 1.31 montre que la séparation en fréquence des kHz QPO jumeaux évolue de la manière suivante : $\Delta\nu$ augmente quand ν_2 augmente, atteint un maximum puis décroît quand ν_2 continue de croître (Stella, 2001). La figure 1.12 montre que, qualitativement, la séparation en fréquence entre les kHz QPO est bien modélisée par le RPM. Par rapport au SPM, ce modèle ne suppose pas de lien entre la rotation de l'objet compact et les kHz QPO.

Ensuite, le modèle prédit la corrélation suivante entre les fréquences des 2 kHz QPO : $\nu_2 \propto \nu_1^{3/5}$. Une dépendance en loi de puissance entre les fréquences des kHz QPO jumeaux a effectivement été observée dans plusieurs sources *Atoll* et *Z* avec des indices proches de 3/5 (Psaltis et al., 1998; Zhang et al., 2006).

Enfin, il prévoit une dépendance quadratique de la fréquence du HBO avec celle du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$. La figure 1.13 montre que le RPM ajuste très bien les corrélations entre les fréquences des différentes composantes du spectre de puissance sur plus de trois décades en fréquence. De plus, le RPM ne nécessite qu'un disque d'accrétion relativiste pour modéliser toutes les composantes du spectre de puissance. Il peut donc être utilisé pour expliquer la variabilité dans les candidats trous noirs.

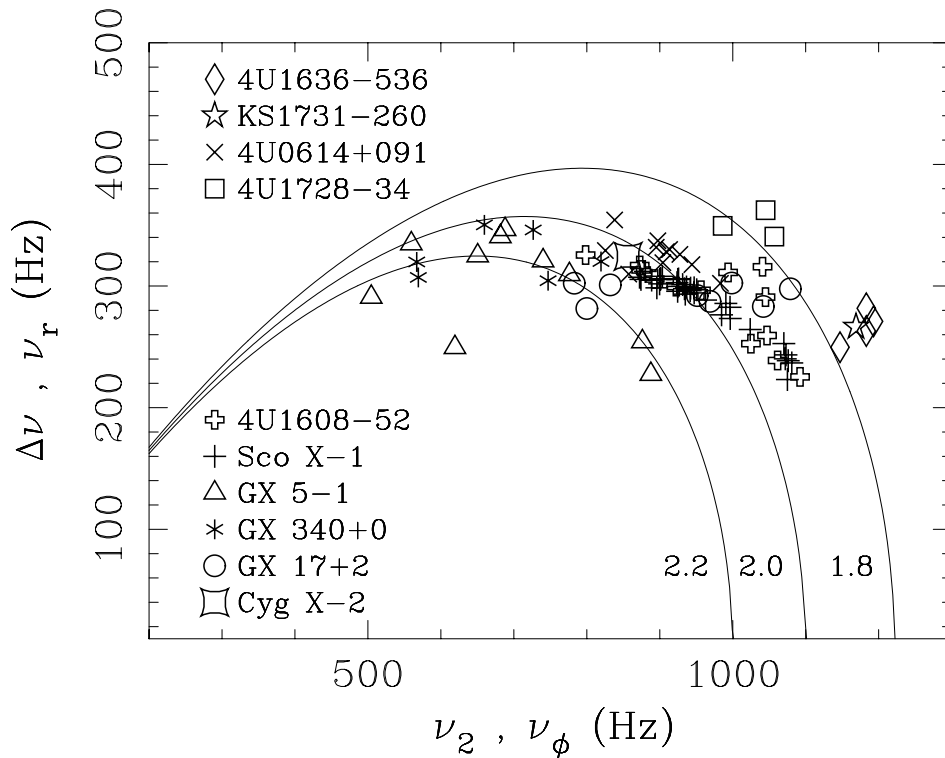


FIGURE 1.12 – Evolution de $\Delta\nu$ en fonction de ν_2 pour 10 sources différentes. Les traits pleins correspondent aux prédictions du modèle RPM pour différentes masses d'étoiles à neutrons (Stella & Vietri, 1999).

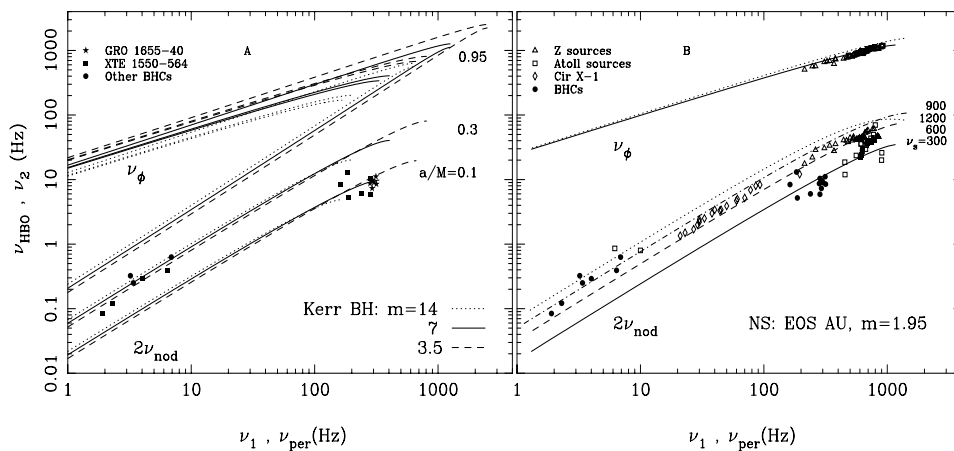


FIGURE 1.13 – Fréquence du HBO ($2\nu_{\text{nod}}$) et fréquence du QPO_{kHz,2} (ν_ϕ) en fonction de la fréquence du QPO_{kHz,1} (ν_{per}) prédits par le RPM pour (a) les candidats trous noirs de masse et de moment angulaire différents et (b) pour des modèles d'étoiles à neutrons en rotation (équation d'état AU, $m = 1.95$) à différentes fréquences. Les kHz QPO mesurés par Psaltis et al. (1999) sont également montrés.

Le modèle de résonance relativiste

Le modèle de résonance relativiste a été initialement développé pour expliquer les signaux quasi-périodiques observés dans l'émission X des candidats trous noirs. Dans les trous noirs, le rapport entre les fréquences des composantes du spectre de puissance sont proches de rapport de petits nombres comme $1/2$, $2/3$ ou $3/5$. Cette relation particulière entre les fréquences est caractéristique des phénomènes oscillants résonnants. Comme pour le RPM, l'ingrédient principal de ce modèle est le disque d'accrétion.

Dans le modèle de résonance relativiste (Kluźniak & Abramowicz, 2001a,b; Abramowicz et al., 2002) appliqué aux étoiles à neutrons, les kHz QPO sont produits par des phénomènes de résonance dans le disque d'accrétion. En relativité générale, une étoile à symétrie sphérique entourée d'un disque d'accrétion peu épais possède quatre fréquences fondamentales. Les deux premières sont la fréquence de rotation de l'étoile Ω_\star et la fréquence de l'orbite keplerienne à la surface de l'étoile à neutrons Ω_r . Ces deux fréquences sont les fréquences fondamentales du système prédites par la théorie newtonienne. Les deux autres fréquences fondamentales sont la fréquence orbitale à la dernière orbite stable (ISCO) Ω_{ISCO} et la fréquence maximale du mouvement épicyclique. Contrairement à la théorie newtonienne où pour un système donné, la seule fréquence qui varie est la fréquence orbitale, la relativité générale prédit l'excitation non linéaire de mouvements épicycliques dans le flot d'accrétion. Ces excitations résonnantes contribuent à la variabilité dans le spectre de puissance à la fréquence Ω_r et à des combinaisons de fréquences caractéristiques des oscillateurs non-harmoniques. En particulier lors de la résonance, les fréquences orbitales et épicycliques sont dans un rapport $1/2$ ou $1/3$. Dans le modèle de résonance, on associe le $QPO_{kHz,2}$ avec la fréquence orbitale. Le $QPO_{kHz,1}$ est produit par la résonance entre le mouvement orbital et le mouvement épicyclique. Le modèle prédit d'une part une corrélation linéaire entre les fréquences des kHz QPO jumeaux et d'autre part, une distribution des rapports de fréquences piquée autour de $3/2$ (Kluźniak & Abramowicz, 2001a).

Une telle distribution a été observée dans des systèmes binaires X ayant un candidat trou noir pour objet compact. Elle a également été observée dans des systèmes contenant une étoile à neutrons comme Scorpius X1 (voir figure 1.14) ou encore 4U 1636-536 (Abramowicz et al., 2003; Török et al., 2008). L'interprétation des distributions des rapports de fréquences dans Scorpius X1 est délicate et fait débat au sein de la communauté pour les raisons suivantes. Il existe deux techniques différentes pour calculer les rapports des fréquences. La première consiste à chercher des kHz QPO jumeaux en utilisant un temps d'intégration constant, typiquement la durée d'une observation (~ 3000 s). Cette technique est utilisée par Abramowicz et al. (2003). La seconde technique consiste à optimiser le temps d'intégration pour la détection d'un kHz QPO (généralement le $QPO_{kHz,1}$) et à calculer la fréquence manquante en utilisant la relation entre les deux fréquences (relation linéaire ou en loi de puissance). Cette seconde technique vise à maximiser le nombre de détection. Ces deux techniques ne sont pas équivalentes et il est difficile de

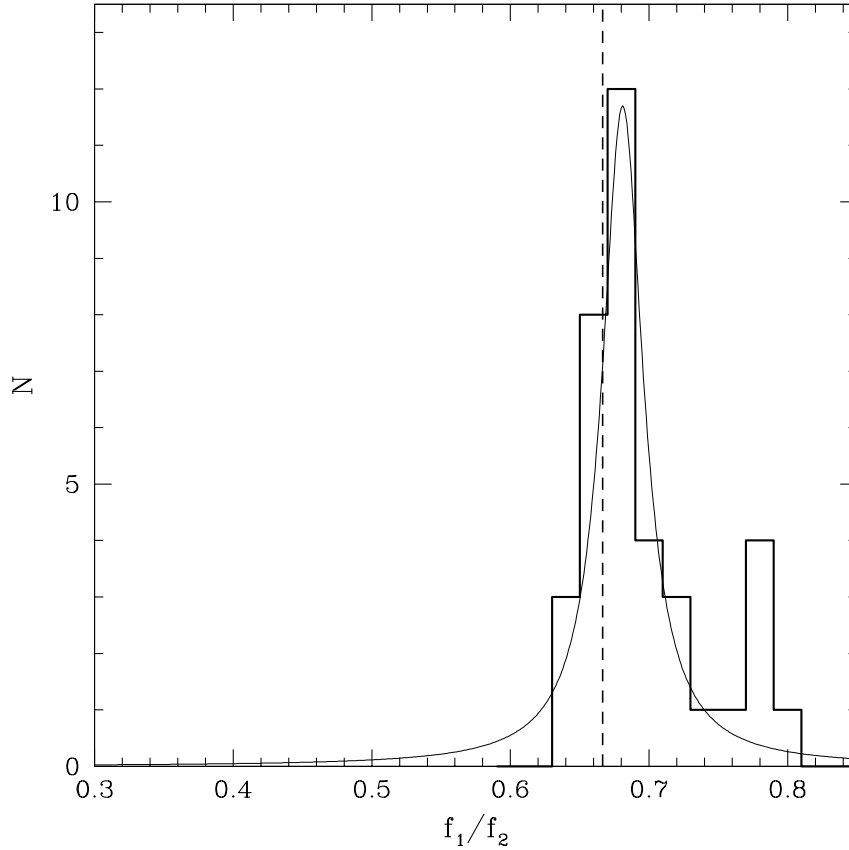


FIGURE 1.14 – Distribution des rapports de fréquence ν_1/ν_2 des kHz QPO jumeaux dans la source Scorpius X1 . La distribution est piquée autour du rapport 2 : 3 (Abramowicz et al., 2003).

comparer leurs résultats. La première technique biaise la distribution des rapports de fréquences vers les fréquences où les deux kHz QPO sont détectables avec le même temps d’intégration tandis que la seconde biaise la distribution là où le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ est détectable sur le plus petit temps d’intégration.

De plus, Belloni et al. (2005) montre que si l’on prend une distribution uniforme en fréquence de $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et que l’on calcule la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ associé en utilisant une relation linéaire, alors la distribution des rapports de fréquences est piquée vers les petits rapports.

Modèle magnéto hydrodynamique (MHD)

Des modèles purement magnéto hydrodynamiques sont également proposés pour expliquer les propriétés des signaux quasi-périodiques. En particulier, le modèle de Meheut & Tagger (2009) propose un mécanisme pour générer les kHz QPO. Dans ce modèle, le disque d’accrétion est composé d’un disque de gaz en rotation solide à la fréquence de spin appelé disque magnétosphérique et d’un disque de gaz en rotation keplerienne. Le disque magnétosphérique

se situe à l'intérieur de la magnétosphère, dans l'environnement proche de l'étoile à neutrons. Entre ces deux disques, il existe une zone de transition où le plasma provenant du disque keplerien est ralenti à la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons.

Le disque magnétosphérique est le siège d'instabilités MHD qui provoquent une déformation du disque. D'autre part, ce disque est illuminé à la fois par la surface de l'étoile à neutrons et par les bords internes du disque d'accrétion keplerien situé à l'extérieur de la magnétosphère. Par un mécanisme similaire à celui invoqué pour expliquer les déformations dans les disques d'accrétion autour des noyaux actifs de galaxie (Pringle, 1996), les déformations MHD du disque magnétosphérique deviennent instables sous l'effet des radiations.

Contrairement à la plupart des modèles, le modèle de Meheut & Tagger (2009) fait l'hypothèse que la fréquence ν_1 du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ correspond à la fréquence keplerienne ν_K dans le disque. L'instabilité des déformations MHD dans le disque d'accrétion due aux radiations module le flux X à une fréquence $\nu_2 = \nu_K + \nu_{spin}$ en première approximation, générant ainsi le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$. Ce modèle prédit ainsi une séparation en fréquence des kHz QPO jumeaux proche de ν_{spin} . Des termes additionnels dans l'expression de ν_2 permettent de changer la fréquence de modulation par l'instabilité de déformation.

Ce modèle permet de produire des signaux quasi périodiques à des fréquences de l'ordre du kHz et il reproduit qualitativement l'évolution de la séparation en fréquence des kHz QPO jumeaux avec la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons.

Conclusions

Pour comprendre les kHz QPO, 4 modèles prédisent des corrélations entre les différents observables en faisant intervenir une physique différente. Le SPM est concentré sur l'explication des kHz QPO sans prendre en compte les autres composantes du spectre de puissance. Il permet d'expliquer certaines propriétés des kHz QPO qui ont été observées à ce jour. Pour fonctionner, ce modèle nécessite une étoile à neutrons comme objet compact et il ne peut donc pas être utilisé pour expliquer la variabilité observée dans les disques d'accrétion des candidats trous noirs. Le RPM ne considère pas les kHz QPO comme un phénomène indépendant des autres composantes du spectre de puissance. Ils sont les signatures des mouvements fondamentaux dans le disque d'accrétion au même titre que les autres composantes (HBO par exemple). Ce modèle explique les corrélations observées entre les fréquences de ces différentes composantes. Pour fonctionner, ce modèle ne nécessite qu'un disque d'accrétion et il se transpose naturellement au cas des QPO dans les disques d'accrétion autour des candidats trous noirs. Le modèle de résonance est proche dans l'esprit du RPM mais il ne s'intéresse qu'aux kHz QPO. Il explique les corrélations linéaires observées entre les fréquences des kHz QPO et les distributions piquées autour de 3/2 des rapports de fréquences. Ce modèle est également adapté pour expliquer les QPO dans les disques d'accrétion autour des candidats trous noirs. Enfin, le dernier modèle fait intervenir des

processus magnéto hydrodynamiques et radiatifs pour expliquer les kHz QPO. Il est le seul modèle à prendre en compte l'importance du rôle de la magnétosphère dans la physique du disque d'accrétion. Il est également le seul à faire l'hypothèse que la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ correspond à la fréquence keplerienne dans le disque.

Dans cette diversité de modèles, tous s'accordent cependant sur la localisation des kHz QPO dans le disque d'accrétion et sur la correspondance entre la fréquence d'un des kHz QPO (le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ ou le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$) et la fréquence keplerienne. Ils ont également en commun la présence d'une dernière orbite stable dans le disque d'accrétion qui, si elle est atteinte par la région générant les kHz QPO, influence les paramètres des oscillations.

Chapitre 2

Techniques de traitement et d'analyse des données du satellite RXTE

Dans ce chapitre, je décris les méthodes que j'ai utilisées pour réduire et analyser les données du satellite RXTE. Ces méthodes sont au coeur de mon travail et elles ont été utilisées pour obtenir les résultats présentés dans les publications des chapitre 3, 4, 5 et 6.

2.1 Extraction et traitement des données brutes

L'essentiel de l'étude des kHz QPO se fait au moyen des données de l'instrument PCA (voir section 1.3.1). Ces données sont codées dans des fichiers FITS (*Flexible Image Transport System*, Wells et al., 1981). Ces données sont acquises dans des modes divers ayant des résolutions temporelles et spectrales différentes. Pour étudier les kHz QPO, les données utilisées doivent avoir été enregistrées avec une résolution temporelle meilleure que 1/4 ms. C'est pourquoi dans ma thèse, j'ai étudié exclusivement les modes ayant une résolution temporelle inférieure à 250 μ s. Ces modes se divisent en deux catégories suivant le format des données dans les fichiers. Les modes au format « Science Event » contiennent une liste de temps d'arrivée des photons, les modes au format « Science Array » contiennent des histogrammes de nombres de photons régulièrement espacés dans le temps. Le mode utilisé principalement dans cette thèse (mode « E ») est au format « Science Event » avec une résolution temporelle de 125 μ s. Il comporte 255 canaux en énergie regroupés en 64 bandes en énergie ce qui permet d'extraire les courbes de lumière dans différentes bandes d'énergie. L'autre mode utilisé dans cette thèse est le mode « Binned » au format « Science Array » avec une résolution temporelle de 125 μ s. Les 255 canaux sont généralement regroupés en 1 ou 2 bandes en énergie. Plus léger que le format « Science Event », ce mode est utilisé pour étudier les sources ayant un fort taux de comptage comme Scorpius X1.

Pour extraire et analyser les données de l'instrument PCA, on peut utiliser les logiciels

FTOOLS (Blackburn, 1995) et XSPEC (Arnaud, 1996). Ces logiciels, développés spécialement pour le traitement des données astronomiques, permettent de réaliser la plupart des opérations de réduction des données. Cependant, ils ont été développés dans l'optique d'une extraction manuelle des données et ne sont plus pertinents quand il s'agit de traiter une grande quantité de données.

Dans les paragraphes qui suivent, je décris les grandes étapes de l'extraction et du traitement des données. Ces méthodes ont été transposées en procédures codées sous IDL (*Interactive Data Language*). L'ensemble de ces procédures est regroupé dans une bibliothèque nommée *QpoLibrary*.

2.1.1 Fabrication de la courbe de lumière

La première étape de notre traitement consiste à extraire une courbe de lumière dans les bandes d'énergie voulues à la résolution temporelle souhaitée. Suivant le format des données utilisées, la procédure est légèrement différente.

Extraction d'une courbe de lumière dans le mode « E »

Les données d'un fichier en mode E sont organisées en ligne sur deux colonnes : chaque ligne est dédiée à un événement (p.ex l'arrivée d'un photon, un coup d'horloge) ; la première colonne contient le temps précis de l'événement ; la seconde contient un mot codé en binaire qui décrit l'événement, c'est-à-dire l'identité du PCU qui a enregistré l'événement, le canal en énergie associé. Un mot clé contenu dans l'en-tête du fichier de données permet de décoder les mots binaires. Ce mot clé indique quels bits codent les coups d'horloge de l'instrument et permet de filtrer les événements qui ne sont pas des photons.

L'énergie des photons est codée de manière discrète dans les données du PCA sur 255 canaux. Chaque canal détecte les photons dont l'énergie est comprise entre une limite inférieure E_{min} et une limite supérieure E_{max} . Les phases de calibration au sol ont permis de déterminer E_{min} et E_{max} pour chaque canal avant la mise en orbite du satellite RXTE. Cependant, au cours du temps, l'environnement spatial modifie ces limites énergétiques. La procédure *Ftools pcarsp* construit une matrice de réponse pour chaque observation à partir des données de télémessures du satellite. Cette matrice de réponse permet d'obtenir les limites en énergie des canaux.

Pour construire la courbe de lumière dans le mode « E », on construit en premier lieu la matrice de réponse associée à l'observation. On obtient l'intervalle en canaux qui correspond à la bande en énergie dans laquelle on veut extraire la courbe de lumière. On sélectionne ensuite l'ensemble des photons compris dans l'intervalle en canaux. On construit un histogramme des temps associés aux photons sélectionnés avec la résolution temporelle souhaitée pour la courbe de lumière.

Extraction d'une courbe de lumière en mode « Binned »

Le mode *Binned* est à priori plus simple à traiter que le mode « E » car les données sont déjà organisées sous forme d'histogrammes temporels. Chaque histogramme contient N colonnes, chacune étant séparée de δt . Un histogramme représente donc $N \times \delta t$ secondes d'observation. En concaténant les histogrammes, on obtient la courbe de lumière à la résolution temporelle δt . Les photons étant regroupés dans les colonnes des histogrammes, il n'est pas possible d'effectuer de sélection précise en énergie pour les courbes de lumières du mode « Binned ».

Certaines observations du mode « Binned » ont été acquises d'une manière particulière. Une centaine d'observations de la source Scorpius X1 sont dans un mode « Binned 2PCU ». La structure des données de ce mode est la suivante : l'histogramme n est acquis en utilisant trois PCU (les PCU 0, 2, 4) et l'histogramme $n+1$ est acquis en utilisant deux PCU (les PCU 1 et 3). La courbe de lumière construite en utilisant la totalité des histogrammes n'est pas exploitable (structure en escalier, voir figure 2.1). Pour la rendre exploitable, on sélectionne uniquement les histogrammes ayant le même nombre de PCU (pour une raison de quantité de signal, on a choisi de garder les histogrammes acquis avec trois PCU).

Dans ma thèse, j'ai extrait les données dans la bande en énergie 2 keV - 40 keV. Dans cette

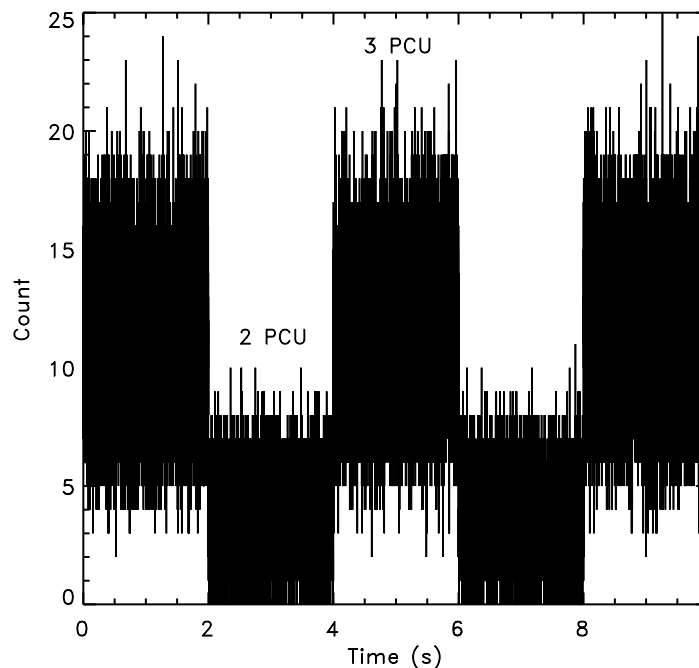


FIGURE 2.1 – Extrait d'une courbe de lumière dans le mode « Binned 2PCU » tiré de l'observation 93067-01-01-00 de la source Scorpius X1 . L'alternance dans le nombre de PCU utilisés pour l'acquisition des données rend inexploitable cette courbe de lumière. Pour exploiter ces données, on sélectionne les histogrammes ayant le même nombre de PCU.

gamme en énergie, le niveau de la source est supérieur au bruit de fond. Le mode « Binned » permet rarement d'extraire précisément les données dans la bande 2 keV - 40 keV et bien souvent on utilise toute la gamme en énergie (2 keV - 97 keV) pour extraire les courbes de lumières. On peut tout de même comparer les données extraites du mode « Binned » à celles du mode « E » car le signal est principalement entre 2 keV et 40 keV.

2.1.2 Calcul des spectres de puissance de Fourier

La deuxième étape dans notre traitement est le calcul des spectres de puissance de Fourier à partir de la courbe de lumière extraite à l'étape précédente.

Aspects techniques du calcul

Pour calculer les spectres de puissance, on applique la procédure IDL FFT à la courbe de lumière. Pour éviter que le coefficient a_0 ne soit trop grand par rapport aux autres coefficients, le taux de comptage moyen est soustrait initialement à la courbe de lumière. Le spectre de puissance est obtenu en prenant le module au carré des coefficients de la transformé de Fourier de la courbe de lumière (voir équation 1.19).

Comme il est mentionné à la section 1.2.1, la variance du spectre de puissance est égale à sa moyenne. Pour réduire cette variance, nous avons choisi de moyenniser M spectres de puissance consécutifs. Le nombre M est choisi en fonction de l'étude à mener.

Choix des paramètres pour le calcul du spectre de puissance

Comme nous allons le voir dans la suite du manuscrit, une partie de notre analyse consiste à caractériser le facteur de qualité des kHz QPO (voir section 1.2.2 pour la définition des paramètres des kHz QPO). Pour pouvoir calculer ce paramètre avec une bonne précision, il faut :

- une résolution en fréquence dans le spectre de puissance suffisante
- une correction de la dérive de la fréquence du kHz QPO

Le choix des paramètres dans l'extraction de la courbe de lumière (résolution temporelle) et dans le calcul de la transformé de Fourier (nombre M de segments) permet de répondre à ces exigences. Pour optimiser notre analyse, il faut également prendre en considération les contraintes sur la taille des données générées à stocker et sur la vitesse d'exécution. Le premier paramètre imposé par l'étude des kHz QPO est la résolution temporelle minimale de la courbe de lumière. Les kHz QPO ont été détectés jusqu'à des fréquences de ~ 1200 Hz. van Straaten et al. (2000) a détecté un kHz QPO à 1330 Hz dans la source 4U 0614+09 mais il n'a pas été confirmé lors d'études ultérieures (Boutelier et al., 2008, 2009a). Le spectre de puissance est donc calculé entre 1 Hz et 2048 Hz et la résolution temporelle utilisée dans notre analyse est $\leq 250 \mu s$.

Dans une partie des sources étudiées, le facteur de qualité maximal rapporté est de l'ordre de $\sim 100 - 150$ (Barret et al., 2006). A une fréquence de 800 Hz, ce facteur de qualité correspond à une largeur à mi hauteur minimale de la lorentzienne de 6 – 8 Hz. Pour ces sources, une résolution en fréquence de 1 Hz dans le spectre de puissance est suffisante pour reconstruire correctement le facteur de qualité. Pour l'autre partie des sources étudiées, le facteur de qualité maximal rapporté est de l'ordre de $\sim 200 - 220$ (Barret et al., 2006; Méndez, 2006), correspondant à une largeur à mi hauteur de l'ordre de 3 – 4 Hz à une fréquence de 800 Hz. La résolution de 1 Hz est insuffisante pour reconstruire de tels facteurs de qualité et il faut utiliser une résolution en fréquence de 0.5 Hz. Cette résolution en fréquence implique de stocker des spectres de puissances deux fois plus volumineux. La résolution en fréquence est obtenue en utilisant des segments de courbe de lumière de 1 s (pour 1 Hz de résolution) ou 2 s (pour 0.5 Hz).

Le choix du nombre M de segments consécutifs additionnés résulte d'un compromis entre deux contraintes. Il doit être grand pour que d'une part la variance du spectre de puissance moyenné soit petite et d'autre part pour que la quantité de spectres de puissance stockés ne soit pas trop importante. Il doit cependant rester suffisamment petit pour que l'on puisse suivre la fréquence du kHz QPO sur des échelles de temps courtes et corriger correctement la dérive de fréquence. Dans notre analyse, nous avons moyenné au minimum 16 segments consécutifs (ou 8 quand la résolution en fréquence est 0.5 Hz). Chaque spectre de puissance représente 16 s de courbe de lumière et est appelé dans la suite *spectre élémentaire*.

2.1.3 Estimation du bruit de fond

L'amplitude des kHz QPO est exprimée en pourcentage RMS et est fonction de la puissance (P). Nous utilisons la même normalisation que Belloni & Hasinger (1990) :

$$RMS = \frac{\sqrt{PC}}{C + B} \quad (2.1)$$

Cette formule fait apparaître le taux de comptage de la source (C) et le taux de comptage associé au bruit de fond (B). Dans beaucoup d'étude sur les kHz QPO, l'amplitude RMS est calculée en utilisant une estimation constante du taux de comptage associé au bruit de fond de $\sim 30 \text{ cps.s}^{-1}/\text{PCU}$ (Bradt et al., 1993). Dans la réalité, le taux de comptage varie entre $\sim 20 \text{ cps.s}^{-1}/\text{PCU}$ et $\sim 40 \text{ cps.s}^{-1}/\text{PCU}$. Pour les sources ayant un taux de comptage élevé ($\sim 300 \text{ cps.s}^{-1}/\text{PCU}$), l'erreur sur le RMS due à cette approximation est négligeable ($\pm 0.3 \%$ pour un RMS de 10%). En revanche, quand le taux de comptage est plus faible ($\sim 100 \text{ cps.s}^{-1}/\text{PCU}$), cette erreur devient plus importante ($+0.5 - 1.1 \%$ pour un RMS de 10%). Pour éviter la dispersion dans les valeurs du RMS due à la variation du bruit de fond, il faut donc calculer le taux de comptage associé pour chaque segment d'observation.

Pour évaluer le bruit de fond, nous avons suivi les recommandations du *RXTE cook book*

de l'HEASARC¹. Pour chaque observation, on extrait un fichier bruit de fond en utilisant la procédure FTOOLS *Pcabackest*. Cette procédure construit un fichier synthétique de bruit de fond à partir de modèles développés par l'HEASARC. Le taux de comptage de bruit de fond est estimé pour chaque PCU indépendamment. On vérifie l'adéquation entre le nombre de PCU en marche codé dans le fichier filtre fournit par le centre de traitement de données du satellite RXTE et le nombre de PCU ayant un taux de comptage de bruit de fond non nul (certains fichiers filtre sont corrompus et contiennent un nombre de PCU en marche de 255).

2.2 Analyse des données et caractérisation du QPO

Dans cette section, nous présentons les méthodes et techniques d'analyse des kHz QPO. Nous allons décrire les procédures qui permettent de détecter les kHz QPO, de calculer leur significativité statistique, et d'évaluer les incertitudes de mesure sur les paramètres.

2.2.1 Détection des kHz QPO et estimation des incertitudes de mesure

Dans notre analyse, nous avons utilisé deux méthodes différentes pour détecter la présence de signal dans un spectre de puissance. La première méthode, développée par Boirin et al. (2000) et appelée dans la suite *méthode de scan*, est basée sur une analyse statistique du spectre de puissance dans des fenêtres de fréquence de tailles différentes. La seconde méthode, appelée dans la suite *méthode d'ajustement*, ajuste les excès du spectre de puissance en utilisant une ou plusieurs lorentziennes (voir section 1.2.2) et la minimisation du χ^2 .

Méthode de scan

La *méthode de scan* consiste à parcourir le spectre de puissance et à calculer la significativité statistique de chaque composante. Pour tenir compte de la largeur des excès recherchés qui est supérieure à la résolution en fréquence, on convolue le spectre de puissance avec une fenêtre fréquentielle. Cette opération est équivalente à lisser le spectre pour diminuer la dispersion statistique des points. Chaque point du spectre convolué est la moyenne des puissances contenue dans la fenêtre centrée sur ce point.

Pour détecter des kHz QPO faibles, on utilise un algorithme qui calcule la taille de la fenêtre qui maximise le rapport signal sur bruit dans la fenêtre. Si une fenêtre de taille w contient N puissances, l'erreur sur la puissance moyenne dans la fenêtre est donnée par (Boirin et al., 2000) :

$$E_P = \frac{2}{\sqrt{MN}} \quad (2.2)$$

1. <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/>

Pour chaque fenêtre, on calcule le rapport signal sur bruit en nombre de σ (SNR_σ) à l'aide de l'équation suivante (Boirin et al., 2000) :

$$SNR_\sigma = \frac{\frac{1}{N} \sum P_j - P_{ref}}{E_p} \quad (2.3)$$

P_{ref} est la puissance de référence au dessus de laquelle on cherche un excès. Elle est égale au niveau moyen des puissances au dessus de 1400 Hz ($P_{ref} \sim 2.0$ pour un bruit de comptage statistique poissonnien). SNR_σ mesure la distance entre la puissance de l'élément et la puissance moyenne du bruit de fond.

L'équation 2.3 utilisée par Boirin et al. (2000) est équivalente à l'équation 1.22 à un facteur 2 près dans l'approximation gaussienne, c'est-à-dire quand le nombre de segment M est suffisamment grand (pour $M \geq 64$, l'approximation est vérifiée, van der Klis, 1989a). La démonstration de l'équivalence entre les deux équations est donnée dans l'annexe A.

La *méthode de scan* est basée sur la classification des éléments du spectre dans deux catégories en fonction de la distance des puissances au niveau moyen du bruit. La première catégorie (catégorie 1) regroupe les éléments supportant l'hypothèse nulle, c'est-à-dire « cet élément appartient au bruit de fond ». Les éléments de cette catégorie ont un $SNR_\sigma < \sigma_{seuil}$. La deuxième catégorie (catégorie 2) regroupe les éléments ayant un $SNR_\sigma \geq \sigma_{seuil}$ et supportant l'hypothèse alternative « cet élément est un signal provenant de la source ». Quelque soit la valeur σ_{seuil} , il y a toujours des erreurs dans la classification des puissances. Certaines puissances sont classées dans la catégorie 1 alors qu'elles sont générées par la source (erreur de type I) tandis que d'autres sont classées dans la catégorie 2 alors qu'elles appartiennent au bruit de fond (erreur de type II). Dans la *méthode de scan*, on teste l'hypothèse nulle pour toutes les puissances du spectre simultanément. Si on définit un seuil σ_{seuil} associé à une probabilité P_{seuil} d'erreur de type I pour le test d'une fenêtre, alors la probabilité d'avoir une erreur de type I dans l'ensemble du spectre est donnée par :

$$P_{type\ I} = 1 - (1 - P_{seuil})^{N_p} \quad (2.4)$$

où N_p est le nombre de puissance dans le spectre. Pour $\sigma_{seuil} = 3$ et un spectre de 2048 Hz de long, $N_p = 2048$ et $P_{type\ I} = 0.9984$. La probabilité qu'il y ait une erreur de classification dans un spectre de puissance est donc très élevée.

Pour résoudre ce problème, il existe plusieurs solutions. La première consiste à réduire la bande de fréquence dans laquelle on effectue la recherche d'excès. Notre analyse porte exclusivement sur les kHz QPO et on peut donc réduire la recherche à la bande 300 Hz - 1400 Hz. En dessous de 300 Hz, les kHz QPO sont trop faibles pour être détectés et aucun kHz QPO n'a jamais été détecté au dessus de 1400 Hz. La seconde solution consiste à augmenter significativement σ_{seuil} pour que $P_{type\ I}$ reste faible. Si on choisit $\sigma_{seuil} = 5.5$ ($P_{seuil} \sim 1 \times 10^{-7}$), la bande de fréquence 300 Hz - 1400 Hz, on obtient $P_{type\ I} \approx 1.0 \times 10^{-4}$. Cette probabilité est tout à fait

acceptable pour notre analyse.

Les paramètres de cette méthode (σ_{seuil} , bande de fréquence et taille de fenêtre minimale) sont ajustés en fonction du but recherché : si on cherche à localiser un excès dans un spectre de puissance de 3000 s, on utilisera un seuil $\sigma_{\text{seuil}} \sim 5.5$ et la bande de fréquence 300 Hz - 1400 Hz. Si on cherche à suivre la fréquence de l'oscillation dans le temps sur 3000 s, on utilisera un seuil plus petit ($\sigma_{\text{seuil}} \sim 4.5$) et une bande de fréquence de 50 Hz de large centrée sur la fréquence moyenne de l'oscillation.

Pour diminuer le nombre d'erreur de type II, on impose une limite sur la taille minimale de la fenêtre fréquentielle. On choisit une taille minimale de 3 Hz qui correspond à un facteur de qualité de ~ 260 à une fréquence de 800 Hz.

Méthode d'ajustement

La *méthode d'ajustement* consiste à ajuster le spectre de puissance avec une fonction prédéfinie. Le meilleur ajustement est obtenu par la minimisation d'un critère de distance entre la fonction et les données. Dans notre analyse, le spectre de puissance moyen d'une observation est obtenu en moyennant un grand nombre de spectres élémentaires. Ceci justifie l'utilisation du χ^2 comme critère de distance. Cette méthode nécessite de définir un modèle *a priori* et d'en tirer une fonction analytique qui représente les données. Comme il est mentionné dans la section 1.2.2, la lorentzienne est la fonction la plus naturelle pour décrire un kHz QPO. Suivant le nombre de composantes présentes dans le spectre de puissance, on utilise une ou plusieurs lorentziennes pour le meilleur ajustement. Dans notre modèle, on ajoute également une constante pour prendre en compte le niveau de bruit poissonnien. Celui-ci est ajusté au dessus de 1400 Hz (dans l'hypothèse où il n'y a pas de kHz QPO au dessus de 1400 Hz) puis fixé lors de l'ajustement des lorentziennes. La procédure d'ajustement par minimisation du χ^2 (MPFITFUN) est fournie par G. Markwardt et codée en IDL.

Le modèle de données décrit ci-dessus est appliqué quand les effets du temps mort sont négligeables. Quand le taux de comptage est élevé ($\sim 15000 \text{ cps.s}^{-1}/\text{PCU}$), les effets de temps morts deviennent importants. Le bruit de comptage ne suit plus le processus poissonnien et la composante associée dans le spectre de puissance n'est plus constante. Le bruit de comptage peut être modélisé par une loi de puissance entre 300 Hz et 1400 Hz. Pour l'analyse de Scorpius X1, nous avons utilisé un modèle dans lequel la constante est remplacée par une loi de puissance. Cette loi de puissance est ajustée simultanément avec les lorentziennes. Pour réaliser de tels ajustements, la procédure MPFITFUN n'est pas suffisamment robuste et nous avons utilisé XSPEC V11.3.2.

La *méthode d'ajustement* nécessite l'initialisation des paramètres du modèle (fréquence centrale, largeur et puissance intégrée de la lorentzienne). Le choix des valeurs initiales est déterminant pour la qualité et la rapidité de la méthode. Pour l'ajustement de kHz QPO particu-

lièrement faibles, la courbe de χ^2 peut présenter des extrema locaux et un mauvais choix de valeurs initiales peut conduire la procédure à converger vers un minimum local. Il existe deux méthodes pour initialiser les paramètres. La méthode naïve consiste à initialiser les paramètres à des valeurs moyennes de kHz QPO obtenues dans la littérature. La méthode optimale consiste à utiliser les résultats de la *méthode de scan* en entrée de la méthode d'ajustement. Dans notre analyse, les résultats de la méthode de scan sont utilisés comme valeurs initiales de la méthode d'ajustement.

L'ajustement du modèle aux données est une mesure des paramètres des kHz QPO. Comme toute mesure, elle s'accompagne d'incertitudes sur les paramètres que l'on doit évaluer. Ces incertitudes de mesure sont déterminés en délimitant une région de confiance autour des valeurs mesurées. Quand la méthode utilisée pour mesurer les paramètres est la minimisation du χ^2 , la région de confiance peut être définie comme la région délimitée dans l'espace des paramètres par une courbe $\chi^2 = \text{cste}$. Pour évaluer les limites de cette région, on calcule les jeux de paramètres vérifiant $\chi^2 \leq \chi_{\min}^2 + \Delta\chi^2$. La valeur de $\Delta\chi^2$ détermine le niveau de confiance. Si les erreurs sur les données sont distribuées selon une loi normale, la valeur $\Delta\chi^2 = 1$ correspond à un niveau de confiance de 68% (1σ gaussien) (Press et al., 1993). Dans le spectre de puissance, l'erreur sur la puissance est distribuée selon une loi de χ^2 à $2M$ degrés de liberté, où M est le nombre de spectre moyennés. Pour des M suffisamment grand ($M \sim 256$), cette distribution tend asymptotiquement vers une distribution normale (van der Klis, 1989a). Par conséquent on peut utiliser les résultats sur l'estimation des régions de confiance donnés par Press et al. (1993) : pour calculer l'incertitude à 1σ par exemple sur la puissance intégrée de la lorentzienne (le procédé est le même pour calculer l'incertitude sur la fréquence centrale et la largeur de la lorentzienne), on fait varier la valeur de ce paramètre jusqu'à obtenir $\chi^2 = \chi_{\min}^2 + 1$. Les incertitudes de mesure ainsi calculées quantifient la précision de l'ajustement entre le modèle et les données.

Pour quantifier la réalité d'un kHz QPO, on définit le rapport R par analogie avec $SNR_{1\sigma}$:

$$R = \frac{A}{dA_{1\sigma}} \quad (2.5)$$

avec A la puissance intégrée de la lorentzienne et $dA_{1\sigma}$ l'incertitude à 1σ évaluée par la méthode $\Delta\chi^2 = 1$.

Comparaison entre les deux méthodes

Ces deux méthodes ont une approche très différente de la détection du signal dans un spectre de puissance avec leurs avantages et leurs inconvénients. La première méthode, qui effectue une recherche statistique du signal, ne nécessite aucune connaissance à priori sur la forme ou la localisation du signal ni sur le nombre de composantes présentes dans le spectre de puissance. Elle est particulièrement adaptée pour la recherche automatique de kHz QPO dans une grande

quantité de données. Elle permet de faire une recherche aveugle et de sélectionner les segments d'observation qui ont un intérêt potentiel. Son temps d'exécution est très court (de l'ordre de ~ 1 s pour un spectre de 2048 éléments) et dépend principalement du nombre de fenêtres utilisées dans l'algorithme d'optimisation de la taille de la fenêtre. Elle est très performante pour déterminer la fréquence du signal (± 1 Hz sur 100 simulations, figure 2.2). Cette méthode est particulièrement utilisée pour suivre dans le temps la fréquence des oscillations (voir section 2.2.2).

La méthode d'ajustement mesure l'adéquation entre un modèle et les données. Contrairement à la méthode de scan, elle nécessite la connaissance à priori de la forme du signal et sa localisation dans le spectre de puissance pour un choix optimal des valeurs initiales. Pour ces raisons, elle est peu adaptée pour le traitement automatique des données et la recherche aveugle des kHz QPO. De plus, son temps d'exécution est plus long que la méthode de scan (de l'ordre de $\sim 2 - 5$ s) et quand le signal est particulièrement faible et difficile à détecter, le temps d'exécution peut devenir très long ($\sim 30 - 40$ s). Cette méthode est particulièrement performante pour mesurer les paramètres des kHz QPO.

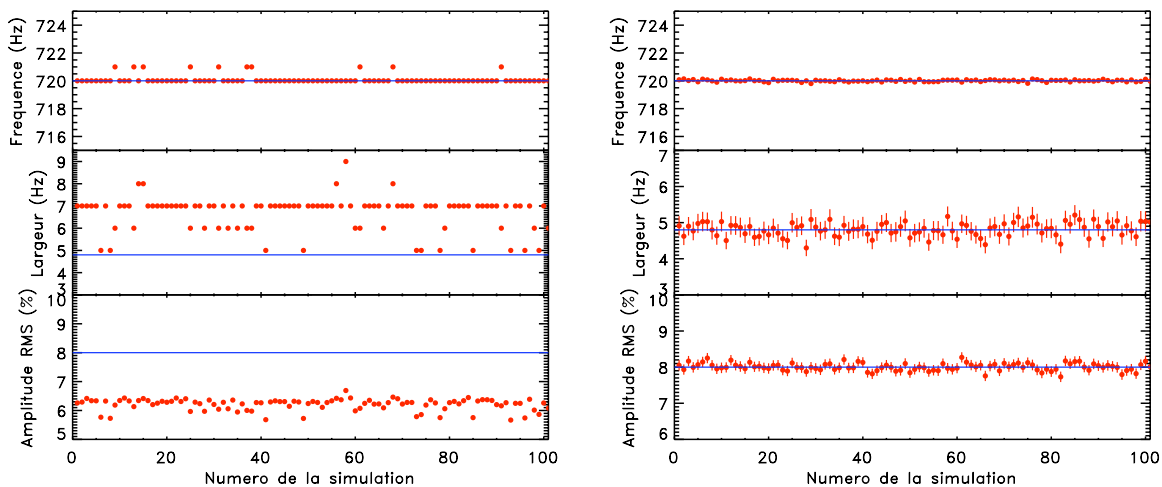


FIGURE 2.2 – A gauche : paramètres du kHz QPO (panneau du haut : fréquence ; panneau du milieu : largeur ; panneau du bas : amplitude RMS) obtenus par la méthode de scan pour 100 observations simulées de 3000 s (points rouges). Le kHz QPO simulé à une fréquence de 720 Hz, une largeur de 4.8 Hz et une amplitude RMS de 8 %. Ces valeurs sont représentées sur la figure par les lignes continues bleues. **A droite :** paramètres du kHz QPO (panneau du haut : fréquence ; panneau du milieu : largeur ; panneau du bas : amplitude RMS) obtenus par la méthode d'ajustements pour 100 observations simulées de 3000 s (points rouges). Le kHz QPO simulé a les mêmes paramètres représentés par les lignes continues bleues. La méthode de scan permet d'obtenir précisément la fréquence de l'oscillation et donne une estimation grossière de la largeur et de l'amplitude RMS. La méthode d'ajustement permet de mesurer précisément les trois paramètres du kHz QPO et d'évaluer les incertitudes de mesure par la méthode du $\Delta\chi^2 = 1$.

Pour illustrer la différence entre les résultats des deux méthodes, nous avons simulé 100 observations de 3000 s contenant un kHz QPO de fréquence $\nu = 720$ Hz, de largeur $w = 4.8$ Hz et d'amplitude RMS de 8%. Nous avons appliqué successivement les deux méthodes sur chacune de ces observations. Les paramètres du kHz QPO mesurés par les deux méthodes sont présentés sur la figure 2.2.

Dans la méthode de scan, on approxime la largeur du kHz QPO par la taille de la fenêtre qui maximise le rapport SNR_σ . Cette approximation est peu précise et on surestime la largeur de la lorentzienne simulée (voir figure 2.2). Les puissances situées en dehors de la fenêtre de largeur $w = FWHM_{Lor}$ (lignes continues vertes sur la figure 2.3) contiennent une quantité de signal qui n'est pas négligeable. Quand elles sont intégrées au calcul du SNR_σ , celui-ci augmente. Par conséquent, la fenêtre qui maximise le rapport SNR_σ est plus large que la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne.

Pour calculer l'amplitude RMS, on peut approximer la puissance intégrée du signal de la manière suivante : $A = P_{moy} \times w$ avec $P_{moy} = \frac{\sum P_j - P_{ref}}{N}$. Cette approximation est équivalente à assimiler le signal (dans nos simulations une lorentzienne) à un créneau d'amplitude P_{moy} et de largeur w . Cette approximation ne permet pas de retrouver précisément l'amplitude RMS du

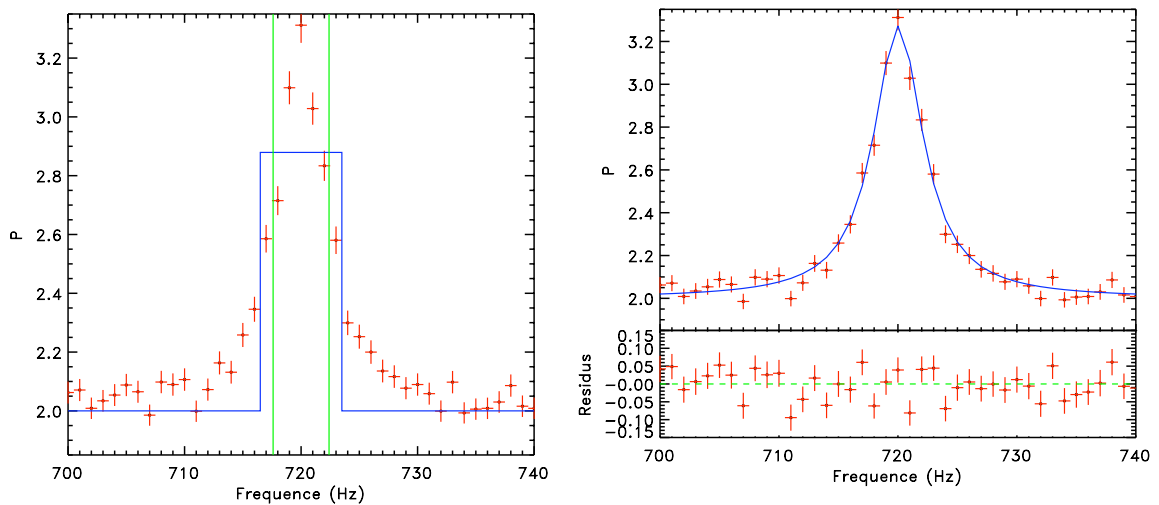


FIGURE 2.3 – A gauche : spectre de puissance d'une observation simulée de 3000 s représenté entre 700 Hz et 740 Hz. La ligne continue bleue représente la fenêtre de scan qui maximise SNR_σ . Les traits continus verts délimitent la largeur à mi hauteur du kHz QPO simulé. Les éléments du spectre situés en dehors des traits verts contiennent de la puissance et contribuent à augmenter SNR_σ . La méthode de scan surestime la largeur du kHz QPO. **A droite :** spectre de puissance d'une observation simulée de 3000 s représenté entre 700 Hz et 740 Hz (panneau du haut). La ligne continue bleue représente le modèle ajustant les données qui est constitué d'une lorentzienne et d'une constante. Les résidus de l'ajustement sont représentés dans le panneau du bas. La méthode d'ajustement permet d'obtenir précisément les paramètres du kHz QPO mais nécessite de connaître à priori le modèle des données.

signal simulé. Enfin, cette méthode ne permet pas d'évaluer les incertitudes de mesure sur les paramètres du kHz QPO.

Les simulations montrent que la méthode d'ajustement permet de restituer parfaitement la fréquence, la FWHM et l'amplitude RMS (voir figure 2.2). Elle fournit également un moyen direct pour évaluer les incertitudes de mesure. On utilise cette méthode pour caractériser les kHz QPO dans les segments d'observation potentiellement intéressants et déterminer les propriétés des kHz QPO dans les systèmes binaires X.

Les résultats obtenus sur des simulations d'observation très simples montrent les avantages et les inconvénients de chacune des méthodes. La première méthode est très rapide et permet de connaître précisément la fréquence de l'oscillation. En revanche elle ne fournit qu'une estimation grossière de la largeur et de l'amplitude. La seconde méthode est plus lente mais elle mesure précisément les paramètres du kHz QPO. Dans notre analyse, les deux méthodes sont utilisées de façon complémentaire : pour étudier les kHz QPO d'une source, on recherche les segments d'observations dont le spectre de puissance contient un ou deux excès significatifs en

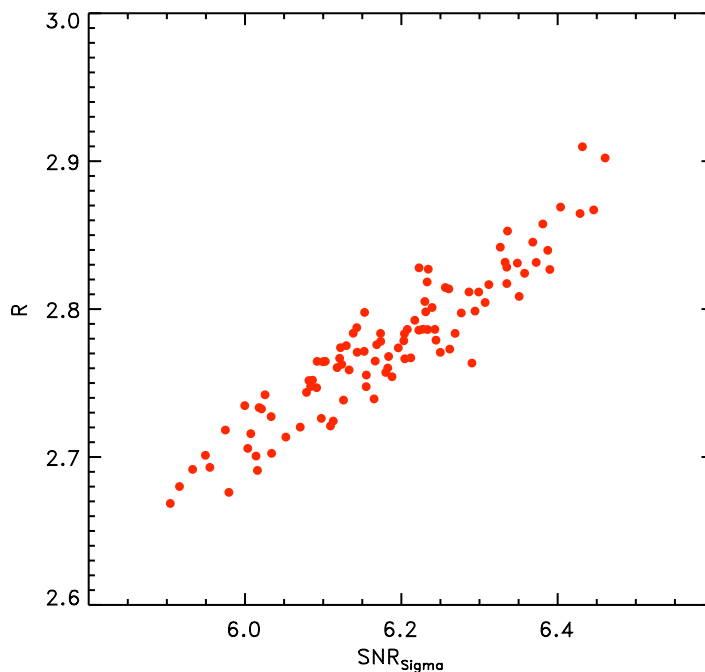


FIGURE 2.4 – Corrélation entre le rapport signal sur bruit SNR_{σ} calculé par la méthode de scan (Boirin et al., 2000) et le rapport R calculé par la méthode d'ajustement entre l'amplitude intégrée de la lorentzienne et l'incertitude à 1σ correspondante. Ces deux façons de quantifier le signal ne sont pas équivalentes. La première est une mesure statistique du signal, la seconde mesure l'accord entre le modèle et les données. Cependant, ces deux quantités sont fortement corrélées ce qui permet d'utiliser indifféremment l'une ou l'autre pour quantifier le signal (Boutelier et al., 2009a).

utilisant la méthode de scan. On ajuste ensuite le spectre avec le modèle de données le plus approprié (une ou deux lorentzienne) en initialisant les valeurs à partir des résultats obtenus à la première étape et on calcule les paramètres des kHz QPO détectés.

La quantification du signal entre les deux méthodes est similaire mais n'est pas équivalente. La première méthode quantifie la probabilité que l'excès détecté soit un signal provenant de la source. La seconde méthode quantifie l'adéquation entre un modèle de données et les mesures. Pour comparer la significativité du signal détecté par les deux méthodes, on peut étudier les corrélations entre R et SNR_{σ} . Pour les 100 simulations utilisées pour tester les deux méthodes et présentées sur la figure 2.2, nous avons représenté le rapport R en fonction de SNR_{σ} sur la figure 2.4. Les deux quantités sont très bien corrélées entre elles. Ainsi, on peut utiliser les deux quantifications pour caractériser la détection d'un kHz QPO. Il existe un facteur ~ 2.2 entre les deux quantités. Ce facteur peut être expliqué en partie par le nombre d'essai qui n'est pas pris en compte dans notre calcul de SNR_{σ} .

2.2.2 Variation temporelle des paramètres du kHz QPO et correction de la dérive en fréquence

L'un des objectifs de ma thèse a été de mesurer les paramètres des kHz QPO le plus précisément possible et particulièrement la cohérence intrinsèque des signaux. Ce paramètre est directement lié à la durée de vie de l'horloge qui génère le signal. Un facteur de qualité de ~ 200 implique une durée de vie de l'oscillateur de l'ordre de 70 cycles (Barret et al., 2005a). Ceci exclue l'hypothèse de la modulation du flux X par des paquets de matière en orbite autour de l'étoile à neutrons. Ceux-ci seraient désintégrés au bout de quelques cycles par la rotation différentielle. Il est donc primordial de mesurer précisément la cohérence intrinsèque du signal car elle renseigne directement sur les processus physiques à l'origine des kHz QPO et permet même d'en exclure certains.

On observe une variation temporelle des paramètres des kHz QPO sur des échelles de temps courtes. Typiquement, la fréquence de l'oscillation peut dériver de 10 Hz sur une centaine de secondes. Cette dérive est très visible sur l'image dynamique des spectres de puissance représentée sur la figure 2.5.

Quand on calcule le spectre de puissance moyen d'une observation, on moyenne un nombre M de spectres de puissance, chacun représentant un segment de l'observation de taille t . Si la fréquence de l'oscillation varie au cours du temps, le pic de puissance est à une fréquence différente dans chaque segment. L'addition des M segments produit alors un pic de largeur $FWHM = \delta\nu_{\text{kHz QPO}} + \delta\nu_{\text{dérive}}$. Ainsi, si elle n'est pas corrigée, la dérive fréquentielle élargit le kHz QPO et les paramètres calculés par la méthode d'ajustement sont biaisés. Si on veut étudier la cohérence intrinsèque du kHz QPO, il est primordial de corriger cette dérive en reconstruisant le plus précisément possible l'évolution temporelle de la fréquence.

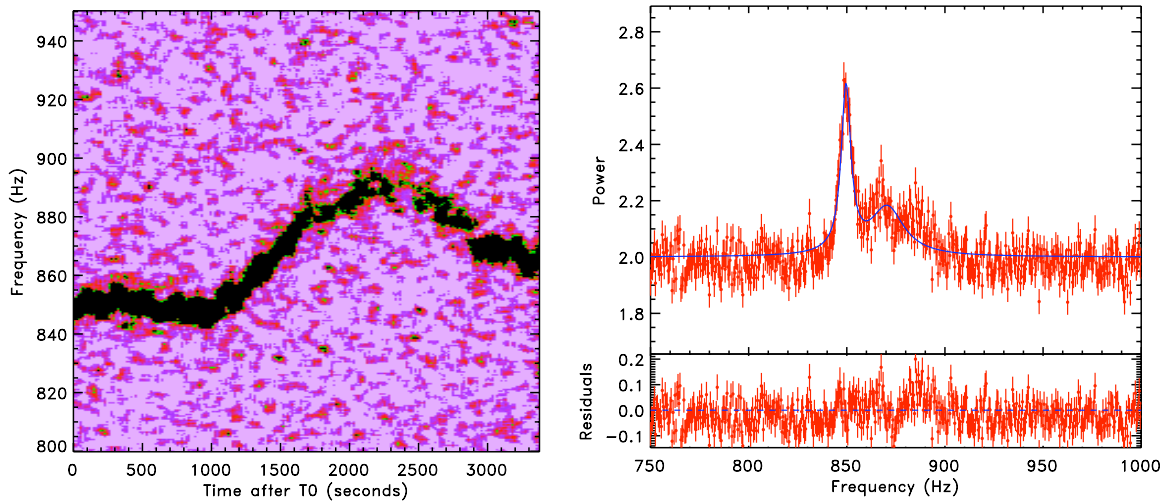


FIGURE 2.5 – A gauche : image dynamique des spectres de puissance de l’observation 10072-05-01-00 de la source 4U 1608-52 prise le 3-3-1996 à 19h18. La puissance est codée par les couleurs. La trace noire montre l’évolution de la fréquence du kHz QPO. A droite : spectre de puissance moyen de l’observation et ajustement par une lorentzienne. La dérive en fréquence n’est pas corrigée dans le spectre de puissance moyen et on observe un élargissement du pic du à la dérive en fréquence de l’oscillation.

Pour corriger la dérive fréquentielle dans le spectre de puissance moyen, on utilise la *méthode de shift-and-add* développée par Mendez et al. (1998). Cette méthode consiste à localiser l’excès le plus important dans chacun des M spectres de puissance, aligner ces excès sur la même fréquence moyenne avant de les additionner et obtenir le spectre de puissance moyen. Pour que cette méthode soit performante, la fréquence de l’oscillation doit être suivie sur des échelles de temps minimales. Cependant, la détection d’un kHz QPO est d’autant plus difficile que le temps d’intégration est petit (voir équation 1.22). Il faut donc adapter l’échelle de temps de suivi du kHz QPO en fonction de ses caractéristiques.

Suivi du kHz QPO sur une échelle de temps optimale

Pour suivre le signal sur l’échelle de temps optimale, nous avons développé une méthode récursive inspirée des méthodes de détection de contours dans les images. Pour détecter un contour dans une image, une méthode classique consiste à localiser tout d’abord un point dont la probabilité d’appartenir au contour est très élevée. Ensuite, dans l’hypothèse où le contour est continu, on recherche les points du contour qui sont moins significatifs mais qui se situent à proximité du point trouvé à la première étape. Cette reconstruction des contours par hystérésis donne d’excellents résultats sur les images codées en niveaux de gris. On peut s’inspirer de cette méthode pour détecter la trace du kHz QPO dans l’image dynamique du spectre de puissance (figure 2.5). En préliminaire à l’application de cette méthode, on détermine les paramètres

moyens du kHz QPO en cherchant l'excès le plus fort dans le spectre de puissance moyen et en ajustant cet excès avec une lorentzienne. On connaît ainsi la fréquence moyenne du kHz QPO sur l'observation et on peut réduire la recherche du signal à une bande en fréquence plus étroite.

Dans la première étape, on parcourt le segment d'observation en utilisant une fenêtre glissante de taille t qui se déplace avec un pas $t/4$. Le paramètre t est choisi en fonction de la source étudiée et des caractéristiques moyennes des kHz QPO. Plus les kHz QPO sont forts (c'est-à-dire $Q \sim 100 - 250$ et $RMS \sim 7 - 12 \%$), plus t est petit ($t \sim 256$ s). A chaque déplacement de la fenêtre glissante, la méthode de scan cherche les excès au dessus du seuil de détection dans le spectre de puissance correspondant à la fenêtre et localise le plus significatif. Pour cette étape, on choisit une bande en fréquence large (150 Hz centrée autour de la fréquence moyenne de l'oscillation) et un seuil de détection élevé ($\sigma_{\text{seuil}} = 4.5$ équivalent à une probabilité de 4×10^{-4} en prenant en compte le nombre d'essais). Si un excès est détecté, on note le segment associé à cette fenêtre M_1 et la fréquence de l'excès ν_1 .

ν_1 sert de point de départ pour localiser le signal dans les segments situés à gauche et à droite de M_1 . Comme la dérive de la fréquence est de l'ordre de $\sim 0.1 - 0.5$ Hz/s, on fait l'hypothèse que les excès dans les segments jouxtant M_1 ont des fréquences proches de ν_1 (dérive maximale de ~ 20 Hz sur $t/4 = 64$ s). On peut à nouveau restreindre la bande en fréquence et diminuer le seuil en détection, ce qui permet de détecter des signaux plus faibles. Typiquement, on utilise une bande en fréquence de ~ 20 Hz centrée autour de ν_1 et $\sigma_{\text{seuil}} = 3.5$.

Si on détecte du signal à gauche de M_1 , on note ce segment $m_{\text{gauche},11}$ et sa fréquence $\nu_{\text{gauche},11}$. On cherche alors un signal à gauche de $m_{\text{gauche},11}$ en utilisant une bande de fréquence centrée autour de $\nu_{\text{gauche},11}$. On répète cette opération jusqu'à ce qu'on perde le signal.

Si on détecte du signal à droite de M_1 , on note ce segment $m_{\text{droite},11}$ et sa fréquence $\nu_{\text{droite},11}$. On cherche ensuite le signal à droite de $m_{\text{droite},11}$ en utilisant une bande de fréquence centrée autour de $\nu_{\text{droite},11}$. Cette fois encore, on répète l'opération jusqu'à la perte du signal. La perte du signal est généralement due à la disparition du kHz QPO (significativité statistique inférieure à σ_{seuil}).

Une observation n'est pas toujours continue dans le temps. La présence de sursauts X ou d'interruptions de l'observation dans les données sont responsables de ces discontinuités temporelles. Ainsi, deux spectres de puissance élémentaires consécutifs peuvent être séparés de plusieurs dizaines ou centaines de secondes dans la réalité. Dans ce cas, l'hypothèse faite sur la dérive en fréquence n'est plus vérifiée. Ceci peut expliquer la non détection du signal lorsqu'on recherche un excès à gauche ou à droite d'un segment M_i , celui-ci étant à l'extérieur de la bande en fréquence de 20 Hz utilisée pour la recherche. Pour s'assurer que le signal n'est pas à l'extérieur de la bande de fréquence, on effectue une nouvelle recherche dans le segment où l'on a perdu le signal avec une bande en fréquence plus large (150 Hz) et $\sigma_{\text{seuil}} = 4.5$.

Quand le signal est perdu, on poursuit notre parcours du segment d'observation en utilisant

à nouveau une bande en fréquence de 150 Hz et $\sigma_{\text{seuil}} = 4.5$ jusqu'à la détection d'un nouvel excès dans un segment M_2 . On réitère les étapes précédentes de recherche à gauche et à droite de M_2 . On procède ainsi jusqu'à ce que l'on ait parcouru tout le segment d'observation.

A la fin de cette étape, on obtient une première description de l'évolution de la fréquence au cours du temps avec une résolution temporelle $t/4$. Pour approximer la fréquence entre deux points consécutifs dont la distance est inférieure ou égale à t , on réalise une interpolation linéaire entre les deux fréquences. Si les deux points sont séparés d'une distance supérieure à t , cela signifie que le kHz QPO a disparu et on ne peut rien supposer sur sa fréquence.

La deuxième étape consiste à affiner la description de l'évolution de la fréquence en fonction du temps en utilisant les résultats de l'étape 1. On réduit la taille de la bande en fréquence utilisée pour rechercher le signal. Le choix de la taille dépend de la dérive en fréquence : plus la dérive est importante, plus la bande de recherche doit être large. Pour optimiser la taille de cette bande, on construit un spectre de puissance moyen par la méthode de shift-and-add en utilisant la description de l'évolution temporelle de la fréquence déterminée à l'étape 1. On ajuste ensuite ce spectre avec une lorentzienne. La valeur de la largeur de la lorentzienne ajustée dépend de la dérive qui n'a pas été corrigée à l'étape 1. On peut utiliser cette valeur pour déterminer la taille de la bande en fréquence.

Pour déterminer l'échelle de temps minimale permettant de détecter le kHz QPO, on parcourt le segment de la façon suivante : on se place sur le premier segment élémentaire (représentant 16 s ou 8 s de l'observation selon la détectabilité du kHz QPO) pour lequel la fréquence du kHz QPO a été déterminée à l'étape précédente. On cherche l'excès le plus significatif au dessus de $\sigma_{\text{seuil}} = 3.5$ dans la bande de fréquence centrée autour de la valeur déterminée à l'étape 1. Si on ne détecte pas de signal, on ajoute le segment élémentaire suivant et on cherche à nouveau le signal. On additionne ainsi les segments jusqu'à ce qu'on détecte le signal au dessus de $\sigma_{\text{seuil}} = 3.5$. Une fois le signal détecté, on se place sur le segment élémentaire situé juste après le dernier utilisé pour détecter le signal. Quand toute l'observation est parcourue, on interpole à nouveau linéairement entre les points consécutifs dont la distance n'excède pas t pour estimer la fréquence dans chaque segment élémentaire.

Cette étape permet de décrire l'évolution de la fréquence en fonction du temps pour une majorité d'observations. Cependant, certaines observations ont une dynamique de la dérive en fréquence plus importante et il est nécessaire d'appliquer une troisième étape. Celle-ci consiste à parcourir une troisième fois le segment d'observation en utilisant les résultats de l'étape 2. La précision sur la description de l'évolution de la fréquence en fonction du temps étant meilleure, on peut à nouveau diminuer la taille de la bande en fréquence. Pour optimiser le choix de la taille de la bande, on procède comme à l'étape 2 : on ajuste un spectre moyen corrigé de la dérive en fréquence en utilisant les résultats de l'étape 2 et on utilise la largeur de la lorentzienne ajustée pour définir la taille de la bande. La figure 2.6 montre les résultats de ces trois étapes sur une

simulation d'observation de 3000 s.

Nous avons ensuite testé cette méthode de reconstruction de l'évolution temporelle de la fréquence sur deux ensembles de 100 simulations ayant des dérives en fréquence de 0.15 Hz/s et 0.5 Hz/s. Pour estimer la qualité de notre description de l'évolution temporelle de la fréquence, on mesure l'écart en fréquence entre la valeur obtenue par la méthode de suivi de la fréquence et la valeur simulée. Pour cela, on définit les deux quantités suivantes : N_1 est le pourcentage de segments élémentaires dont l'écart entre la fréquence mesurée et la fréquence simulée est inférieur à 1 Hz ; N_2 est le pourcentage de segments élémentaires dont l'écart entre la fréquence mesurée et la fréquence simulée est inférieur à 2 Hz. Pour l'exemple illustré sur la figure 2.6, l'étape 1 donne $N_1 = 27\%$ et $N_2 = 51\%$, l'étape 2 donne $N_1 = 54\%$ et $N_2 = 80\%$ et l'étape 3 donne $N_1 = 61\%$ et $N_2 = 87\%$. Ces deux critères sont matérialisés par des zones grisées foncées

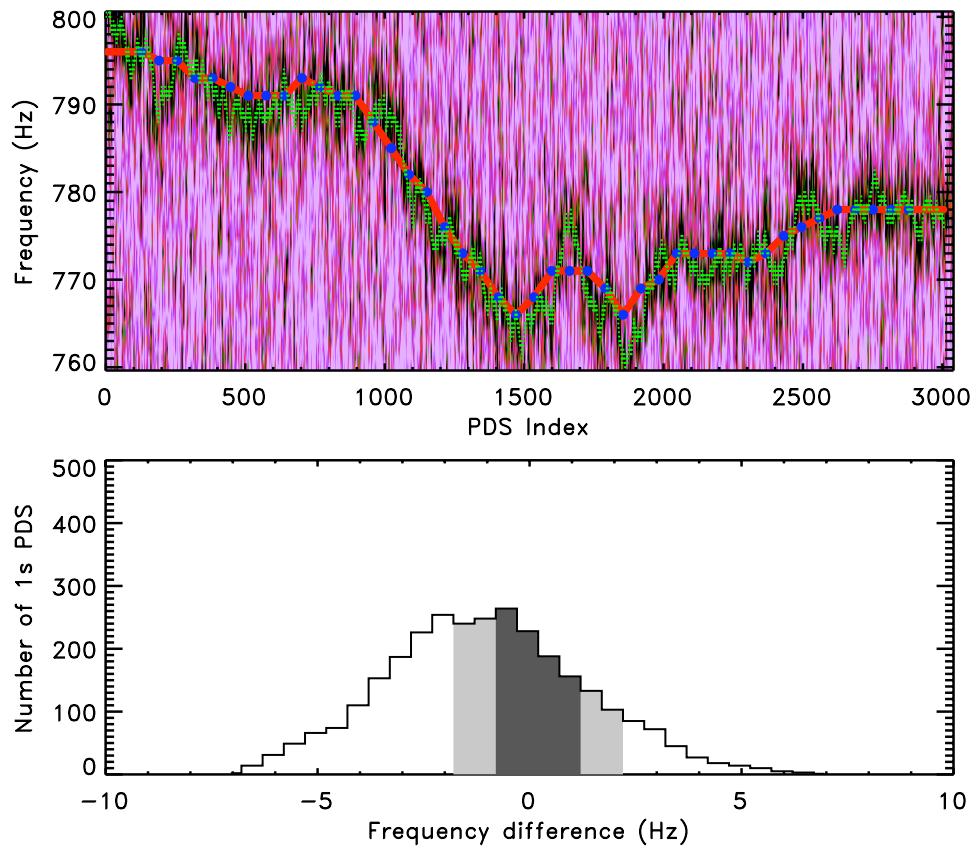


FIGURE 2.6 – En haut : image dynamique des spectres de puissance pour une simulation d'observation de 3000 s. La puissance est codée en couleur. Les points bleus représente les fréquences des détections de l'oscillation avec la fenêtre glissante (étape 1), la ligne pointillée rouge représente les fréquences interpolées entre les points bleus, la ligne pointillée verte représente les fréquences simulées. **En bas :** histogramme de la différence entre la fréquence instantanée calculée à l'étape 1 et la fréquence simulée. La zone grisée claire représente l'indicateur N_2 , la zone grisée foncée représente l'indicateur N_1 .

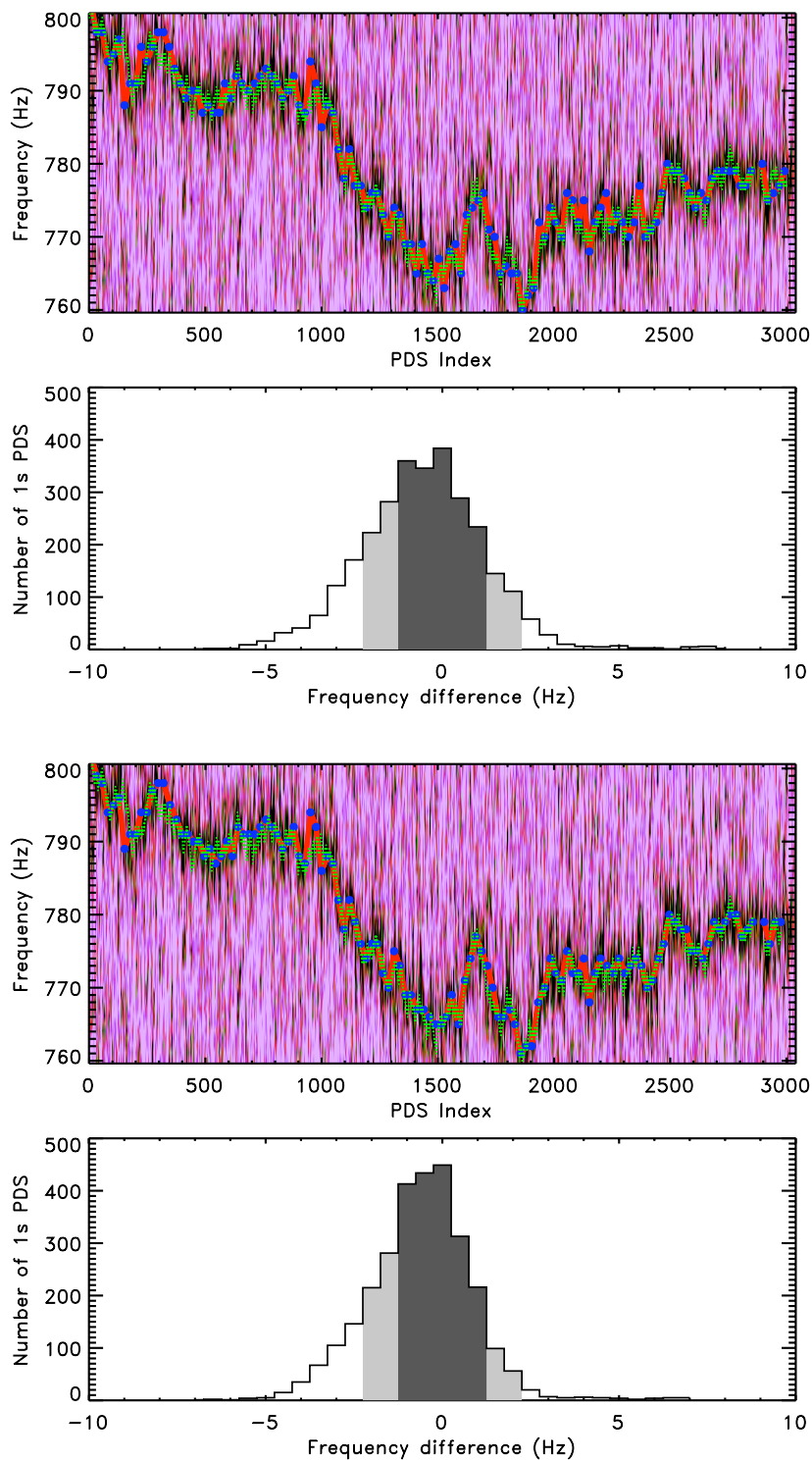


FIGURE 2.6 – Suite : Image dynamique des spectres de puissance pour une simulation d'observation de 3000 s et histogramme de la différence entre la fréquence instantanée calculée et la fréquence simulée pour les étapes 2 (figure du haut) et 3 (figure du bas) du suivi de la fréquence de l'oscillation.

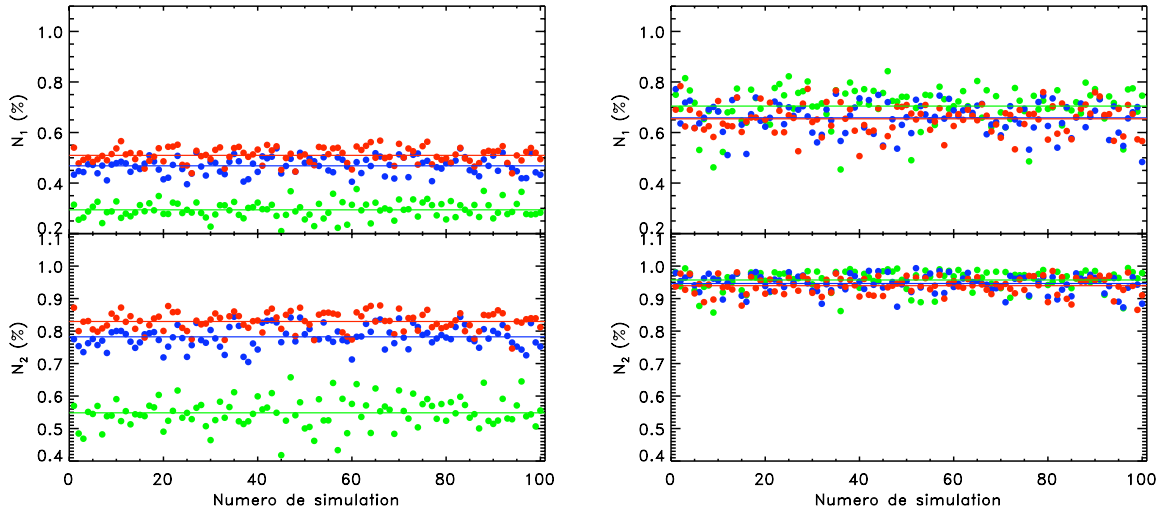


FIGURE 2.7 – Critères N_1 et N_2 en pourcentage pour 100 simulations d’observations de 3000 s ayant une dérive en fréquence de 0.5 Hz/s (figure du haut) et 0.15 Hz/s (figure du bas). Les paramètres du kHz QPO sont $\nu_{\text{simu}} = 800$ Hz, $Q_{\text{simu}} = 170$ et $\text{RMS}_{\text{simu}} = 8\%$. Les points verts sont les valeurs des critères N_1 et N_2 à l’étape 1, les points bleus sont les valeurs à l’étape 2 et les points rouges sont les valeurs à l’étape 3. Quand la dérive en fréquence est importante (0.5 Hz/s), les étapes 2 et 3 augmentent significativement le niveau de précision de la description de l’évolution de la fréquence de l’oscillation dans le temps. Quand la dérive en fréquence est moins importante, les trois étapes sont équivalentes.

pour N_1 et des zones grisées claires pour N_2 sur la figure 2.6.

La figure 2.7 montre la précision aux trois étapes pour les deux ensembles de simulations. La précision mesurée par les critères N_1 et N_2 augmente significativement aux étapes 2 et 3 lorsque la dérive en fréquence est importante. Pour plus de 50 % des segments élémentaires, la différence entre la fréquence simulée et la fréquence reconstruite est inférieure à 1 Hz. Pour 85 % des segments élémentaires, la différence est inférieure à 2 Hz. Ceci montre que notre méthode est efficace pour reconstruire l’évolution temporelle de la fréquence.

Lorsque la dérive en fréquence est moins importante, la précision mesurée aux trois étapes est comparable : $N_1 \sim 70\%$ et $N_2 \sim 96\%$. Dans cet ensemble de simulations, la fréquence varie peu même sur des échelle de temps de 256 s. L’interpolation linéaire entre les points consécutifs à l’étape 1 constitue une très bonne approximation de la fréquence simulée dans les segments élémentaires. On peut observer une légère perte de précision (diminution de N_1 et N_2) aux étapes 2 et 3 par rapport à l’étape 1. Cette apparente perte de précision peut être expliquée par un effet statistique dans la manière dont on génère les spectres de puissance (voir section 2.3.1).

Utilisation de la méthode de shift-and-add pour la détection de kHz QPO faibles

La méthode de shift-and-add permet également de détecter des kHz QPO dont l'amplitude est faible. Comme le montre l'équation 1.22, le rapport signal sur bruit d'un pic de puissance d'amplitude *RMS* donnée est inversement proportionnel à la racine de la largeur. Si la fréquence varie beaucoup à l'intérieur d'une observation, le pic du kHz QPO dans le spectre de puissance moyen est élargi à cause de la dérive. Cette dérive en fréquence peut rendre le kHz QPO indétectable (sa significativité statistique est inférieure au seuil de détection). Cette technique a été appliquée par Mendez et al. (1998) sur le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ pour détecter le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$. Dans un premier temps, le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ est localisé dans des segments de 64 s qui sont ensuite additionnés en utilisant la méthode de shift-and-add. La dérive en fréquence est corrigée pour les deux kHz QPO et leur largeur est diminuée. Cette technique permet d'optimiser la détection des deux kHz QPO.

Conclusions

Si la dérive en fréquence n'est pas correctement corrigée, il est impossible de mesurer la cohérence intrinsèque des kHz QPO et d'en tirer des conclusions pour les différents modèles. Une forte dérive en fréquence peut également empêcher la détection de kHz QPO faibles. La méthode que nous avons développée permet de suivre efficacement la fréquence dans le temps et d'appliquer la méthode de shift-and-add sur les segments d'observation pour mesurer la cohérence du kHz QPO. Nous allons à présent simuler plusieurs ensembles d'observations reproduisant le comportement des sources étudiées et montrer que les méthodes utilisées pour analyser les données permettent de reconstruire précisément les corrélations observées dans les sources.

2.3 Validation des techniques d'analyse sur des simulations

Les corrélations observées entre les différents paramètres des kHz QPO sont utilisées pour tester les prédictions des modèles de kHz QPO. Pour pouvoir contraindre ces modèles, il est donc nécessaire d'obtenir la description la plus précise de ces relations. Pour cela, il faut évaluer précisément tous les biais qui pourraient provenir de la façon dont les données sont analysées et combinées.

Les sources de ces biais sont multiples. Par exemple, si la dérive en fréquence n'est pas corrigée, la largeur du kHz QPO sera surévaluée. Quand on détermine les relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ dans les sources en utilisant les paramètres des kHz QPO mesurés sur chaque segment d'observation, on observe une dispersion des valeurs autour des tendances moyennes. Pour réduire cette dispersion, on peut échantillonner les relations de la manière suivante. On combine tous les segments d'observation dont la fréquence est mesurée dans le même intervalle d'échantillonnage en utilisant la technique de shift-and-add. La taille du pas d'échantillonnage dépend

de la source étudiée et du nombre de kHz QPO. Dans notre analyse, il est compris entre 15 et 50 Hz. Les corrélations observées entre le facteur de qualité et la fréquence montrent que des kHz QPO ayant des fréquences différentes (p.ex., ~ 30 Hz) ont des facteurs de qualité différents ($\Delta Q \sim 20 - 30$). Quand on procède à l'échantillonnage des relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$, on combine des kHz QPO ayant des facteurs de qualité différents. Ceci pourrait introduire un biais dans la relation $Q - \nu$ reconstruite par cette méthode.

Enfin, le spectre de puissance d'une observation ne contient pas uniquement des kHz QPO. Dans certaines sources (4U 0614+09 par exemple), les spectres de puissance contiennent plusieurs composantes à basse fréquence en dessous de 300 Hz (van Straaten et al., 2000, 2002; Belloni et al., 2002). Ces composantes se classent en deux catégories : les composantes QPO basse fréquence si le facteur de qualité est supérieur à 2 et les composantes de bruit si le facteur de qualité est inférieur à 2. Les QPO basse fréquence sont localisés entre 10 Hz et 250 Hz. Leur largeur ne dépasse pas 5 – 50 Hz et ils ne viennent pas contribuer à la puissance dans la bande où l'on recherche les kHz QPO. En revanche, les composantes de bruit peuvent être très larges. Pour ajuster les composantes de bruit à basse fréquence, on utilise une ou plusieurs lorentziennes centrées sur 0 (van Straaten et al., 2000, 2002; Belloni et al., 2002). La largeur de ces lorentziennes peut atteindre ~ 300 Hz. Dans ces conditions, les paramètres des kHz QPO détectés dans les basses fréquences ($300 \text{ Hz} \leq \nu \leq 650 \text{ Hz}$) peuvent être contaminés par cette composante si elle n'est pas prise en compte dans le modèle d'ajustement des données.

Pour quantifier tous ces biais, nous avons développé des simulations en s'inspirant des données observées. Le chapitre qui suit est consacré à l'explication et aux résultats des méthodes employées sur ces simulations.

2.3.1 Génération des données simulées

Simulation d'un segment d'observation de 3000 s

Pour simuler un segment d'observation de 3000 s (durée moyenne d'une observation de RXTE), nous avons construit 3000 spectres de puissance élémentaires, chacun représentant 1 s de données. D'après van der Klis (1989a), les puissances dans un segment élémentaire sont distribuées selon une loi de χ^2 à 2 degrés de liberté. Pour simuler un kHz QPO de paramètres ν_{simu} , $\text{FWHM}_{\text{simu}}$ et RMS_{simu} dans un spectre élémentaire, on tire aléatoirement selon la loi de χ^2 à 2 degrés de liberté autour d'un profil moyen. Ce profil moyen est composé d'une constante (~ 2.0) et d'une lorentzienne de paramètres ν_{simu} , $\text{FWHM}_{\text{simu}}$ et RMS_{simu} . On multiplie ensuite les puissances par le nombre de photons pour tenir compte du taux de comptage.

Le tirage aléatoire des puissances autour d'un profil moyen crée une distribution de la fréquence de l'excès le plus significatif dans les spectres élémentaires autour de ν_{simu} . Cette distribution est montrée sur la figure 2.8.

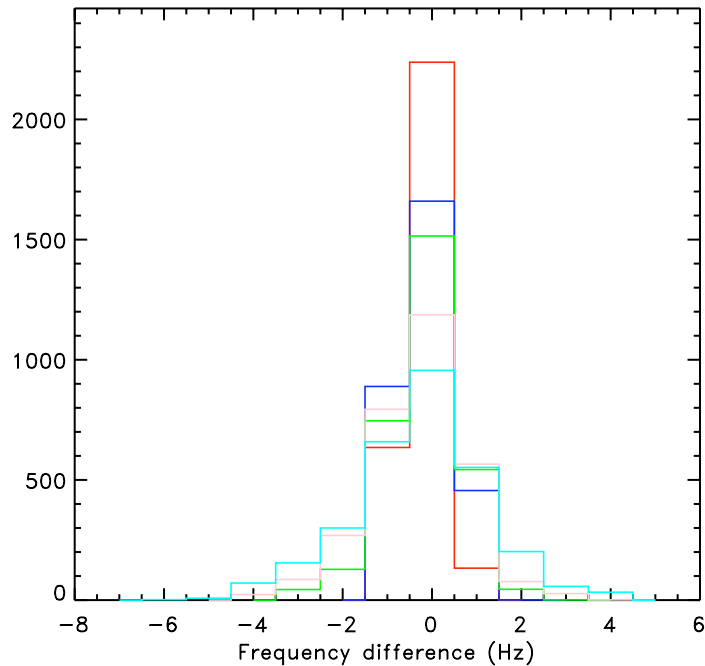


FIGURE 2.8 – Distribution des excès les plus significatifs pour une simulation de 3000 s à fréquence constante. Cette distribution autour de la fréquence simulée est calculée pour des segments de tailles différentes. La distribution en trait rouge correspond à un temps d’intégration de 256 s, celle en trait vert à 64 s, celle en trait rose à 32 s et celle en trait bleu à 16 s. Plus le temps d’intégration est court, plus la distribution est large. Cette distribution est la conséquence du tirage aléatoire autour du profil moyen sur la localisation de la puissance dans les segments élémentaires.

La largeur de cette distribution diminue quand on additionne plusieurs segments élémentaires, c’est-à-dire quand on augmente le temps d’intégration. Plus le temps d’intégration est élevé, plus la distribution des fréquences de l’excès le plus significatif est piquée autour de ν_{simu} . Pour des temps d’intégration de 16 s et 32 s, on obtient respectivement $N_{1,16} = 72\%$ et $N_{1,32} = 84\%$. Cela signifie que, du fait du tirage aléatoire, dans $\sim 20 - 30\%$ des segments élémentaires, la différence entre la fréquence de l’excès le plus significatif et la fréquence simulée est supérieure à 1 Hz.

Cet effet statistique est responsable d’un biais dans l’évaluation des critères N_1 et N_2 . Pour calculer N_1 et N_2 , on utilise ν_{simu} comme référence pour la fréquence simulée et on la compare à $\nu_{\text{detection}}$. Lorsque le temps d’intégration est élevé ($\sim 128 - 256$ s), ν_{simu} est un choix pertinent comme fréquence de référence. Ce choix devient moins pertinent quand le temps d’intégration est plus petit ($\sim 16 - 32$ s). Pour ces segments, même si la localisation de l’excès de puissance par la méthode de scan est juste, le résultat peut être différent de ν_{simu} . Dans ces cas, la différence entre la fréquence détectée et ν_{simu} est due uniquement au tirage aléatoire des puissances. Ce biais est particulièrement visible lorsque la dérive en fréquence est faible car il y a peu d’erreur

sur la reconstruction de l'évolution temporelle de la fréquence.

Aux étapes 2 et 3, la taille des segments utilisés pour détecter la fréquence est petite ($\sim 16 - 32$ s en moyenne dans ces simulations). Les critères N_1 et N_2 calculés pour ces étapes sont biaisés par la distribution des fréquences des excès les plus significatifs. Ceci explique la diminution de N_1 et N_2 et l'apparente perte de précision aux étapes 2 et 3 pour les simulations dont la dérive en fréquence est 0.15 Hz/s. Pour ces simulations, N_1 est très proche de la valeur $N_{1,16}$ ce qui indique que la distribution obtenue est proche de la distribution simulée en tenant compte du tirage aléatoire.

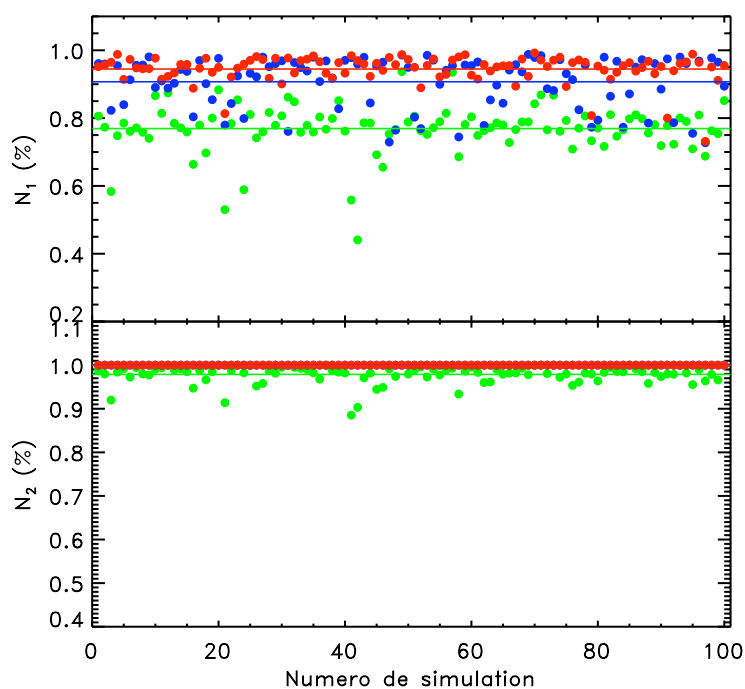


FIGURE 2.9 – Critères N_1 et N_2 pour 100 observations simulées de 3000 s ayant une dérive en fréquence de 0.15 Hz/s. Pour générer les spectres de puissance élémentaires, on a supprimé le tirage aléatoire autour du profil moyen. Les points verts sont les valeurs des critères N_1 et N_2 à l'étape 1, les points bleus sont les valeurs à l'étape 2 et les points rouges sont les valeurs à l'étape 3. Les critères N_1 et N_2 augmentent aux étapes 2 et 3.

Pour illustrer cet effet statistique, nous avons généré le même ensemble de simulations (dérive en fréquence de 0.15 Hz/s) en supprimant le tirage aléatoire. Dans chaque segment élémentaire, l'excès de puissance le plus significatif est à une fréquence égale à ν_{simu} . Les critères N_1 et N_2 des trois étapes sont donnés sur la figure 2.9. On observe maintenant une augmentation de la précision mesurée par les critères N_1 et N_2 aux étapes 2 et 3.

Evolution de la fréquence dans le temps

Pour construire des simulations semblables aux données traitées dans l'analyse, nous avons intégré plusieurs caractéristiques propres aux kHz QPO. Tout d'abord, nous avons simulé la dérive en fréquence dans un segment d'observation. Dans les modèles de kHz QPO, il n'y a pas de prédictions précises sur la dérive en fréquence. Si la fréquence d'un des kHz QPO est liée à la fréquence keplerienne dans le disque, on peut associer la variation de la fréquence à la dérive de la région oscillante dans le disque d'accrétion. Cette dérive de la région oscillante peut être provoquée par la variation du taux d'accrétion par exemple. Pour simuler la dérive en fréquence des kHz QPO, nous avons utilisé le processus suivant pour construire l'évolution temporelle de la fréquence dans le temps. Pour déterminer la fréquence dans le segment élémentaire $n + 1$, on procède à un tirage aléatoire entre 0 et 1 selon une loi uniforme. Si le résultat est compris entre 0 et 0.5, alors $\nu_{n+1} = \nu_n - \delta$. Si le résultat est compris entre 0.5 et 1, alors $\nu_{n+1} = \nu_n + \delta$. Typiquement, δ est compris entre 0.1 Hz/s et 0.5 Hz/s. Qualitativement, la dérive ainsi simulée est très semblable à celle observée dans les segments d'observations des différentes sources analysées.

Les données simulées en tenant compte de la dérive en fréquence sont utilisées pour tester la méthode de correction de la dérive en fréquence et quantifier les incertitudes sur la détermination des paramètres des kHz QPO dues à la dérive en fréquence.

Evolution des paramètres du kHz QPO

Dans les différentes sources analysées jusqu'à présent (Barret et al., 2005b, 2006), les paramètres des kHz QPO (FWHM et RMS) montrent des corrélations avec la fréquence qui sont différentes suivant la nature du kHz QPO ($\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ ou $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$). Le facteur de qualité $Q = \nu/\text{FWHM}$ du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ augmente avec la fréquence jusqu'à une valeur Q_{max} puis chute brutalement, rendant le kHz QPO indétectable sur des échelles de temps de ~ 3000 s à des fréquences supérieures à 850 – 950 Hz. Dans le même temps, l'amplitude RMS augmente jusqu'à une valeur RMS_{max} puis reste constante à cette valeur avant de finalement chuter, contribuant également à la non détection des kHz QPO au dessus de 850 – 950 Hz. Dans une majorité des sources étudiées, le facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ augmente avec la fréquence. Pour les sources 4U 1820-303 et 4U 1636-536 (Barret & Boutelier, 2008; Boutelier et al., 2009b), le facteur de qualité diminue dans la bande 1000 – 1100 Hz avant d'augmenter à nouveau. Son amplitude RMS décroît avec la fréquence. Dans la source 4U 0614+09 (Boutelier et al., 2009a), l'amplitude RMS du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ décroît brutalement dans l'intervalle 1050 – 1150 Hz puis augmente jusqu'à un maximum local avant de décroître à nouveau. Selon les sources, les valeurs de Q_{max} et RMS_{max} sont différentes. Il est nécessaire d'intégrer ces corrélations dans nos simulations afin de tester les 3 points suivants :

- la capacité de notre méthode d’analyse à reconstruire les corrélations injectées dans les simulations
- la capacité à reconstruire le facteur de qualité maximal
- l’influence du pas d’échantillonnage sur les corrélations reconstruites

Pour tester nos méthodes, nous avons choisi d’utiliser les corrélations obtenus pour la source 4U 1636-536. Pour les paramètres du QPO_{kHz,2}, nous avons simplement simulé une corrélation linéaire avec la fréquence sans prendre en compte la diminution du facteur de qualité sur l’intervalle 1000 – 1100 Hz. Cette source possède un Q_{max} très élevé ($Q \sim 200$) qui constitue un bon test pour nos méthodes.

Variation du taux de comptage

Nous avons également intégré la variation du taux de comptage avec la fréquence (voir figure 1.6) pour construire nos simulations. Le taux de comptage C est un paramètre important pour la détection des kHz QPO car le rapport signal sur bruit est proportionnel à C (voir equation 1.22). D’après la figure 1.6, à paramètres constants (FWHM et RMS), les kHz QPO ayant une fréquence élevée sont détectés avec une significativité statistique plus importante. Les kHz QPO ayant une faible amplitude seront préférentiellement détectés à haute fréquence.

van der Klis (2001) propose un scénario pour reproduire qualitativement la dépendance de la fréquence des kHz QPO avec le taux de comptage. Dans ce scénario, on suppose que la fréquence du kHz QPO est associée au mouvement orbital du bord interne du disque d’accrétion

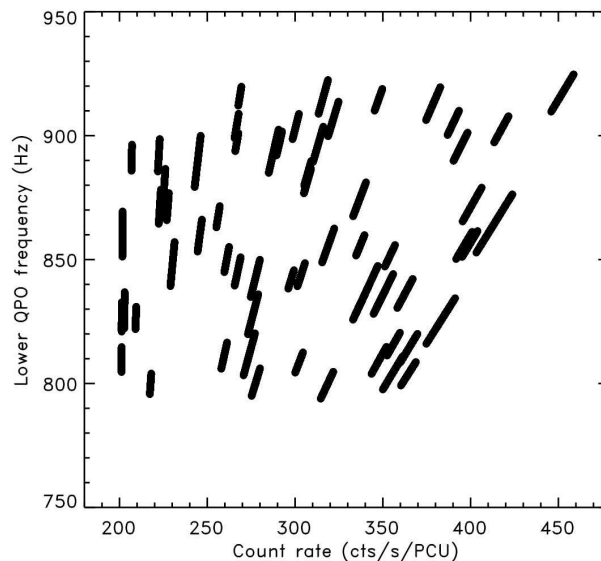


FIGURE 2.10 – Simulation de la corrélation entre le taux de comptage et la fréquence. Les paramètres utilisés pour réaliser cette figure sont tirés de la source 4U 1636-536. Chaque point noir correspond à un segment élémentaire simulé de 1 s.

au rayon r . Le rayon r est déterminé par un équilibre entre le taux d'accrétion à travers le disque et les efforts radiatifs (Miller et al., 1998). Par conséquent, la fréquence du kHz QPO dépend du rapport entre le taux d'accrétion instantané et la luminosité X. La luminosité X dépend à la fois du taux d'accrétion instantané et du taux d'accrétion moyen. Le taux d'accrétion instantané varie sur des échelles de temps de l'ordre de l'heure tandis que la réponse de la luminosité à la variation instantanée du taux d'accrétion est beaucoup plus longue. Ainsi, sur des échelles de temps petites (1 observation) le taux de comptage est corrélé avec la fréquence. Sur des échelles de temps plus importantes (~ 1 jour), ces corrélations disparaissent. Ce mécanisme permet d'expliquer qualitativement les droites tracées dans la figure 1.6. Ces droites ont des pentes différentes et délimitent une région triangulaire dans la figure.

Pour reproduire ces variations dans nos simulations, on délimite une région triangulaire dans un espace taux de comptage - fréquence. Pour chaque segment d'observation, on tire aléatoirement une pente de droite comprise entre la pente minimale et maximale autorisées par la région triangulaire. Pour chaque segment élémentaire de l'observation simulée, on détermine le taux de comptage en fonction de la fréquence simulée en utilisant la droite. Cette méthode permet de reproduire qualitativement les variations du taux de comptage avec la fréquence (voir figure 2.10).

2.3.2 Résultats des tests des méthodes d'analyse

L'utilisation des simulations a déjà permis de valider la détection des kHz QPO et la reconstruction des paramètres des kHz QPO quand la fréquence ne dérive pas (figure 2.2). Dans la section qui suit, je présente les résultats des méthodes d'analyse appliquées à trois ensembles de simulations différents. Chaque ensemble de simulations permet de quantifier un biais particulier que nous avons identifié. Les deux premiers ensembles de simulations montrent :

- la précision obtenue par notre analyse pour reconstruire les relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ injectées dans les simulations
- la capacité à mesurer des facteurs de qualité élevés
- l'absence de biais du à l'échantillonnage des relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$

quand la dérive en fréquence est faible (0.15 Hz/s) et élevée (0.5 Hz/s).

Le dernier ensemble de simulations montre l'influence des composantes à basse fréquence dans le spectre de puissance sur la mesure des paramètres des kHz QPO.

Reconstruction des relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$

Le premier ensemble est constitué de 100 simulations de 3000 s contenant un $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ dont la fréquence varie entre 720 Hz et 900 Hz. Pour chaque simulation, nous avons utilisé une dérive en fréquence de 0.15 Hz/s. Nous avons également simulé la variation du taux de

comptage avec la fréquence. Les paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ sont déterminés à partir des relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ suivantes (Barret et al., 2006) :

$$Q = \begin{cases} 0.6956 \times (\nu - 600) + 20 & \text{si } \nu < 850 \text{ Hz} \\ -1.5 \times (\nu - 850) + 194 & \text{si } \nu \geq 850 \text{ Hz} \end{cases} \quad (2.6)$$

$$\text{RMS} = \begin{cases} 8\% & \text{si } \nu < 850 \text{ Hz} \\ -0.05 \times (\nu - 850) + 8\% & \text{si } \nu \geq 850 \text{ Hz} \end{cases} \quad (2.7)$$

Le facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ de cette source est très élevé et correspond à une largeur de ~ 4.3 Hz. Pour mesurer cette valeur avec suffisamment de précision, nous avons simulé des spectres de puissance avec une résolution de 0.5 Hz.

Pour reconstruire les relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ injectées, on reconstruit l'évolution temporelle de la fréquence pour chaque observation simulée. On échantillonne ensuite la bande de fréquence [720 Hz ; 900 Hz] en utilisant un pas de 10 Hz. Pour chaque intervalle de 10 Hz, on additionne tous les segments élémentaires dont la fréquence est comprise dans l'intervalle consi-

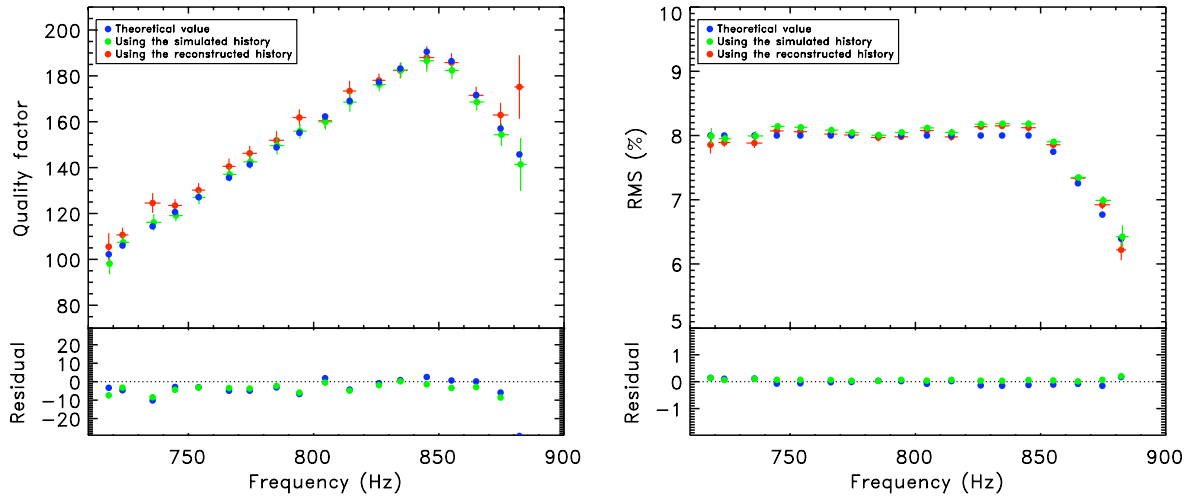


FIGURE 2.11 – Relations $Q - \nu$ (à gauche) et $\text{RMS} - \nu$ (à droite) simulées dans 100 observations de 3000 s ayant une dérive en fréquence de 0.15 Hz/s et échantillonnées avec un pas de 10 Hz. La fréquence moyenne des simulations varie entre 720 Hz et 900 Hz. Le facteur de qualité et l'amplitude RMS sont déterminés en utilisant les relations 2.6 et 2.7 tirées de la source 4U 1636-536 (Barret et al., 2006). Points bleus : valeurs théoriques de Q et RMS. Points verts et rouges : paramètres du kHz QPO (fréquence, Q et RMS) mesurés avec la méthode de shift-and-add. On utilise l'évolution temporelle de la fréquence simulée pour les points verts et celle reconstruite pour les points rouges. Chaque point (vert ou rouge) est obtenu en additionnant les segments élémentaires de 1 s dont la fréquence est comprise dans l'intervalle de 10 Hz considéré. La différence entre la valeur théorique et la valeur reconstruite (points bleus) et entre la valeur simulée et la valeur reconstruite (points verts) est représentée dans le panneau du bas de chacune des figures. On ne mesure pas de différence significative entre les valeurs simulées et les valeurs reconstruites.

déré en utilisant la technique du shift-and-add. On obtient ainsi un spectre de puissance moyen, corrigé de la dérive en fréquence et composé de segments élémentaires extraits de différentes observations. On ajuste ensuite ce spectre moyen avec une lorentzienne pour obtenir les paramètres moyens du kHz QPO dans cet intervalle de fréquence. Les résultats de ces simulations sont présentés sur la figure 2.11.

Pour évaluer la qualité de la méthode de suivi en fréquence du kHz QPO, nous avons comparé les résultats obtenus en utilisant l'évolution temporelle reconstruite (points rouges sur la figure 2.11) et l'évolution temporelle simulée (points verts sur la figure 2.11). On ne mesure pas de différence significative entre les deux résultats hormis pour le dernier intervalle de fréquence. Pour ce dernier intervalle, il y a peu de spectres de puissance élémentaires comparé aux autres intervalles de fréquence (~ 1400 spectres de 1 s contre ~ 15000 spectres pour les autres intervalles). La statistique est donc plus faible et explique l'erreur sur le facteur de qualité (grandes barres d'erreurs). On peut conclure que notre méthode de reconstruction de l'évolution temporelle de la fréquence du kHz QPO est suffisamment précise pour reconstruire les relations $Q - \nu$ et $RMS - \nu$ quand la dérive en fréquence n'est pas trop importante (0.15 Hz/s).

Comme il est montré dans la section 2.2.2, la précision dans la reconstruction de l'évolution temporelle de la fréquence du kHz QPO diminue quand la dérive en fréquence augmente. Ainsi, pour une dérive en fréquence de 0.5 Hz/s, le critère N_1 diminue jusqu'à 50 % (contre 66 % pour une dérive en fréquence de 0.15 Hz/s). Cette perte de précision impacte directement la qualité de reconstruction des relations $Q - \nu$ et $RMS - \nu$. Pour mesurer cet impact, nous avons simulé 100 observations en utilisant à nouveau les relations 2.6 et 2.7 pour déterminer les paramètres du kHz QPO. Pour chaque observation, la dérive en fréquence est 0.5 Hz/s. On reconstruit les relations $Q - \nu$ et $RMS - \nu$ comme précédemment. Les résultats sont présentés sur la figure 2.12.

Cette diminution dans la précision du suivi de la fréquence du kHz QPO a une conséquence très visible sur la reconstruction de la relation $Q - \nu$. Quand le facteur de qualité théorique devient élevé ($Q \geq 150$), le facteur de qualité calculé en utilisant l'évolution temporelle de la fréquence reconstruite est légèrement inférieur à la valeur théorique. Cette différence entre les deux valeurs est maximale au pic de la relation $Q - \nu$ mais elle reste tout de même faible (de l'ordre de 5%). Malgré la perte de précision dans le suivi de la fréquence, notre analyse permet de mesurer les corrélations entre le facteur de qualité et la fréquence avec une précision de l'ordre de 5%. Elle permet également de détecter une chute du facteur de qualité quand la fréquence atteint 850 Hz.

La perte de précision dans le suivi de la fréquence du kHz QPO a peu de conséquences sur la reconstruction de la relation $RMS - \nu$. Dans le panneau montrant l'écart entre les mesures du RMS en utilisant l'évolution temporelle de la fréquence simulée et reconstruite, on ne remarque aucune différence significative entre les valeurs théoriques et calculées. L'amplitude de l'oscillation dans le spectre moyen est peu sensible aux erreurs de reconstruction de la fréquence du

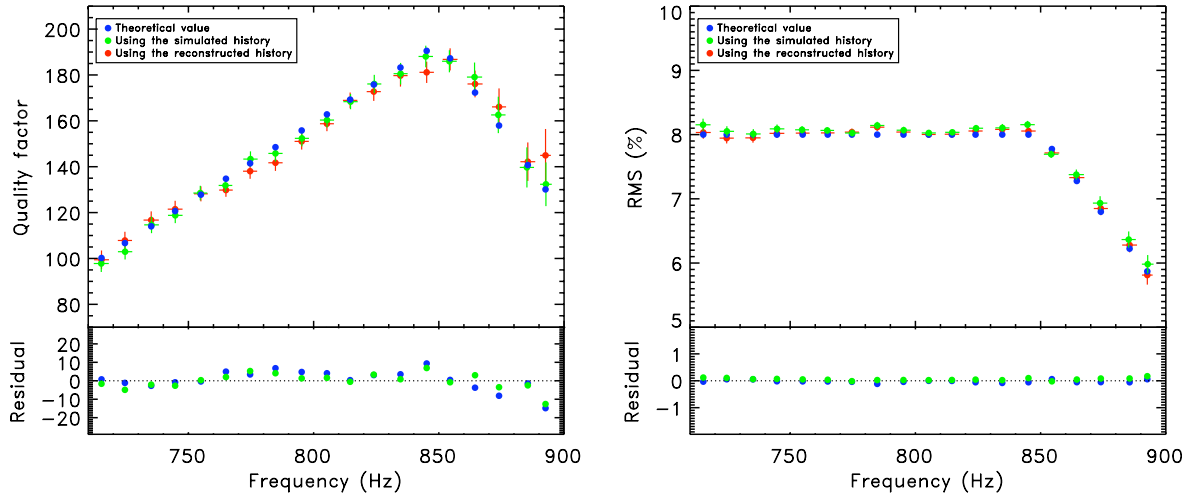


FIGURE 2.12 – Relations $Q-\nu$ (à gauche) et $RMS-\nu$ (à droite) simulées dans 100 observations de 3000 s ayant une dérive en fréquence de 0.5 Hz/s et échantillonnées avec un pas de 10 Hz . Points bleus : valeurs théoriques de Q et RMS (relations 2.6 et 2.7). Points verts et rouges : paramètres du kHz QPO (fréquence, Q et RMS) mesurés avec la méthode de shift-and-add en corrigeant la dérive en fréquence. On utilise l'évolution temporelle de la fréquence simulée pour les points verts et celle reconstruite pour les points rouges. Chaque point (vert ou rouge) est obtenu en additionnant les segments élémentaires de 1 s dont la fréquence est comprise dans l'intervalle de 10 Hz considéré. La différence entre la valeur théorique et la valeur reconstruite (points bleus) et entre la valeur simulée et la valeur reconstruite (points verts) est représentée dans le panneau du bas de chacune des figures. Quand la dérive en fréquence est importante, on sous estime de le facteur de qualité maximal de l'ordre de 5%.

kHz QPO. Ceci peut s'expliquer de la manière suivante. La dérive en fréquence, si elle n'est pas corrigée, a pour principale conséquence un élargissement du pic du signal. Cependant, la puissance intégrée reste la même. L'amplitude RMS étant une mesure de la puissance intégrée du signal, elle ne sera pas affectée par un élargissement du pic si la puissance intégrée reste constante.

Influence de la largeur de l'intervalle de fréquence

Pour obtenir les relations $Q-\nu$ et $RMS-\nu$ des figures 2.11 et 2.12, nous avons échantillonné la bande de fréquence avec un pas de 10 Hz. Pour chaque intervalle, on additionne des spectres de puissance élémentaires contenant un kHz QPO à une fréquence différente et donc ayant des paramètres (largeur et amplitude RMS) différents. Plus la largeur de l'intervalle est importante, plus les segments additionnés contiennent des kHz QPO avec des caractéristiques différentes. L'échantillonnage des relations $Q-\nu$ et $RMS-\nu$ peut donc introduire un biais dans la mesure des corrélations. Pour évaluer l'influence de la largeur de l'intervalle sur les paramètres moyens du kHz QPO, nous avons recalculé les relations $Q-\nu$ et $RMS-\nu$ avec des largeurs de 20 Hz et

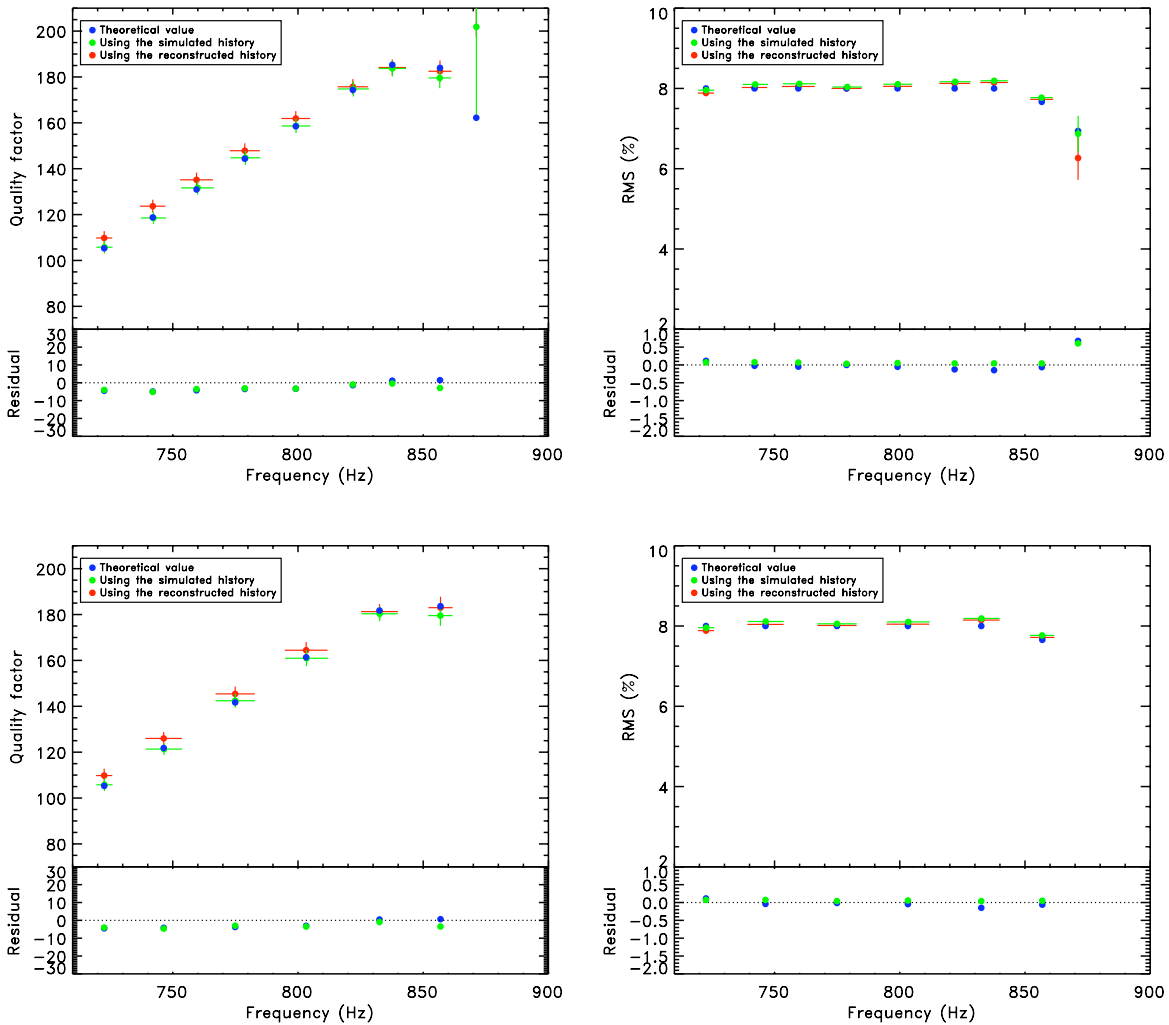


FIGURE 2.13 – Relation $Q - \nu$ (à gauche) et $RMS - \nu$ (à droite) pour les 100 simulations utilisées pour la figure 2.11 échantillonnée avec un pas de 20 Hz (en haut) et un pas de 30 Hz (en bas). Ici encore, les points bleus sont les valeurs théoriques de Q et RMS et les points verts et rouges sont les valeurs mesurées en utilisant le shift and add et en corrigeant de la dérive en fréquence. On ne mesure pas d'effet significatif sur la détermination du facteur de qualité Q et de l'amplitude RMS lié à l'échantillonnage.

30 Hz. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 2.13. On n'observe pas de différences significatives entre les valeurs calculées sur chaque intervalle de fréquence (points rouges et verts) et les valeurs théoriques calculées à partir des relations 2.6 et 2.7. Nous avons également reconstruit ces relations en utilisant un pas d'échantillonnage de 50 Hz et là encore, nous n'avons pas mesuré de différence significative entre les paramètres mesurés et les paramètres simulés. Si le biais dû à l'échantillonnage existe, il est négligeable. Cet ensemble de test justifie l'utilisation de l'échantillonnage pour reconstruire les relations $Q - \nu$ et $RMS - \nu$ afin de réduire la dispersion.

Influence de la composante basse fréquence sur les paramètres du kHz QPO

Nous avons construit le dernier ensemble de simulations afin de quantifier l'erreur due à la présence d'un bruit basse fréquence large sur la détermination des paramètres des kHz QPO. Pour cela, nous avons simulé des spectres de puissance en ajoutant une lorentzienne centrée sur 0. Les paramètres de cette lorentzienne sont déterminés en utilisant les mesures faites dans la source 4U 0614+09. La FWHM et l'amplitude RMS sont données par les relations suivantes (voir figure 2.14) :

$$\text{FWHM} = 0.2218 \times \nu + 13.7 \text{ Hz} \quad (2.8)$$

$$\text{RMS} = -0.011 \times \nu + 38.5 \% \quad (2.9)$$

Les paramètres du kHz QPO sont issus de la relation $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ pour le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ de la source 4U 0614+09 (Boutelier et al., 2009a).

Pour quantifier l'influence du bruit basse fréquence, nous avons analysé les simulations de la manière suivante. Pour chaque segment, on applique la méthode d'ajustement avec deux modèles de données. Le premier ne tient pas compte du bruit basse fréquence et le second ajuste le bruit basse fréquence avec une lorentzienne centrée sur 0. Les résultats obtenus par ces deux modèles sur les simulations sont présentés sur la figure 2.15.

Ces simulations montrent que quand la fréquence du kHz QPO est comprise entre 400 Hz et 650 Hz, la méthode d'ajustement surestime les paramètres du kHz QPO (largeur et amplitude

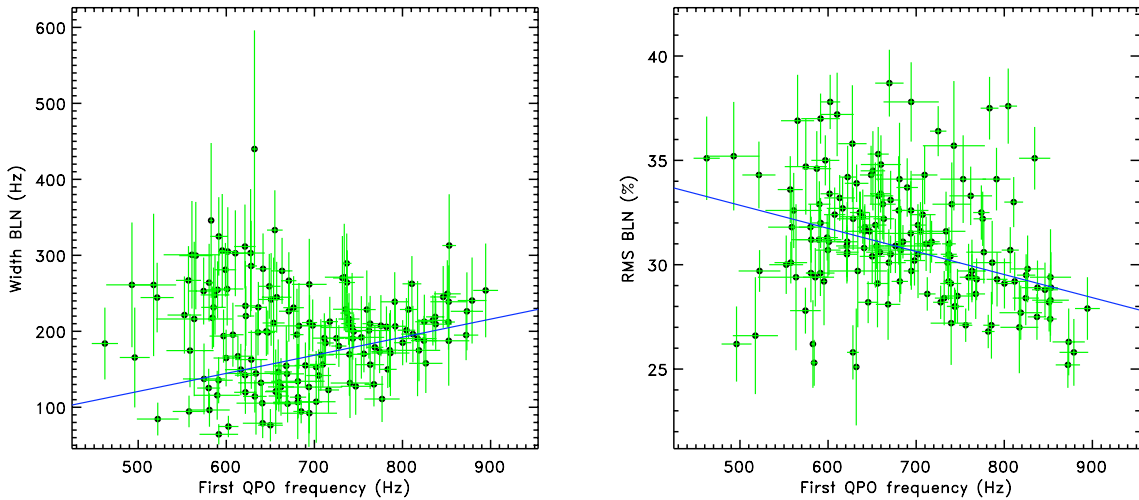


FIGURE 2.14 – FWHM (à gauche) et RMS (à droite) de la composante basse fréquence en fonction de la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ dans la source 4U 0614+09. Chaque point correspond à un segment d'observation d'une durée moyenne de ~ 3000 s. La composante basse fréquence est ajustée par une lorentzienne centrée sur 0. La ligne continue bleue représente l'ajustement des deux paramètres par une droite. Les équations de ces droites sont données par les relations 2.8 et 2.9.

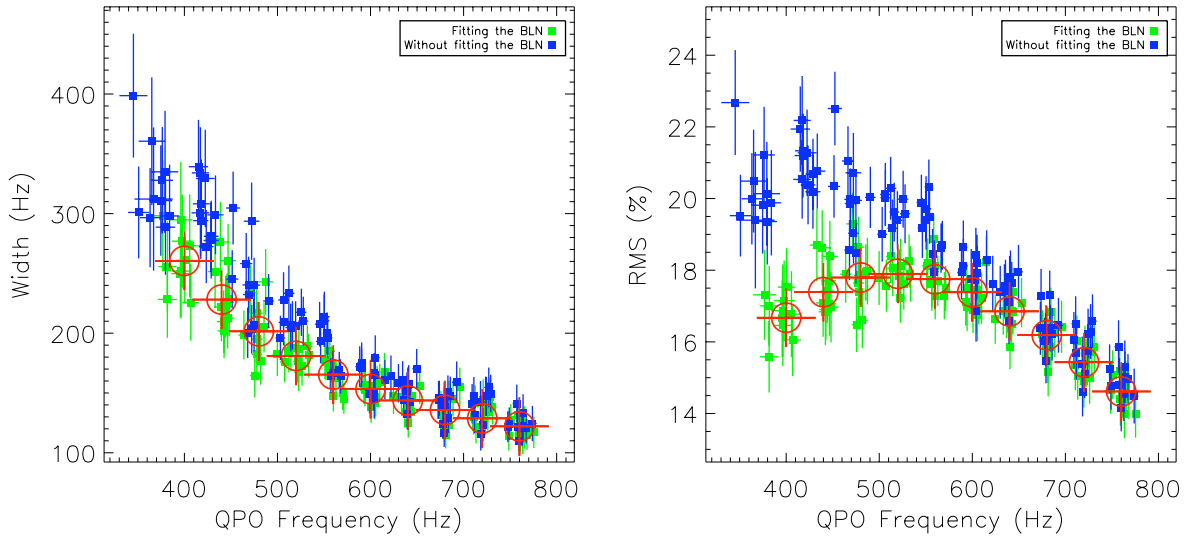


FIGURE 2.15 – Relations FWHM– ν_2 (en haut) et RMS– ν_2 (en bas) pour 100 observations simulées et contenant une composante basse fréquence. Les paramètres de cette composante sont tirées des relations 2.8 et 2.9. Les croix cerclées rouges représentent les paramètres simulées, les points roses représentent les paramètres ajustés sans prendre en compte la composante basse fréquence (modèle à une constante + une lorentzienne) et les points verts représentent les paramètres ajustés en tenant compte de la composante basse fréquence (modèle à une constante + une lorentzienne centrée sur 0 + une lorentzienne). Quand la fréquence du kHz QPO est basse (entre 400 Hz et 600 Hz), la composante basse fréquence biaise l’estimation du RMS du kHz QPO.

RMS) si le modèle utilisé pour représenter le spectre de puissance ne prend pas en compte la composante basse fréquence. Cet effet est d’autant plus important que le kHz QPO est large et que sa fréquence est basse. Quand le modèle utilisé intègre le bruit basse fréquence, notre méthode permet de mesurer les valeurs des paramètres injectés dans les simulations.

Dans notre analyse des sources de kHz QPO (particulièrement pour la source 4U 0614+09, Boutelier et al., 2009a), nous avons utilisé un modèle composé d’une ou deux lorentziennes centrées sur 0 pour ajuster la composante basse fréquence, d’une constante pour ajuster le bruit de Poisson et d’une ou deux lorentziennes pour ajuster les kHz QPO. Les mesures des paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ ne sont donc plus contaminées par le bruit basse fréquence.

2.3.3 Conclusions

Nous avons testé et validé notre analyse des kHz QPO sur trois ensembles de simulations. Ces trois ensembles montrent que :

1. l’analyse permet de reconstruire précisément les corrélations entre les paramètres des kHz QPO injectées dans les simulations
2. la méthode de reconstruction de l’évolution temporelle de la fréquence est suffisamment précise pour mesurer des facteurs de qualité importants quand la dérive en fréquence est

élevée

3. l'échantillonnage des relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ n'introduit pas de biais quantifiable pour les pas d'échantillonnage utilisés
4. la présence d'un bruit basse fréquence large peut venir contaminer la mesure des paramètres des kHz QPO dans les basses fréquences. Il faut donc utiliser un modèle d'ajustement qui tient compte de ce bruit basse fréquence pour analyser les sources.

Forts de ces conclusions, nous allons maintenant présenter les résultats scientifiques que nous avons obtenus sur les sources étudiées.

Chapitre 3

Séparation en fréquence entre les kHz QPO jumeaux dans le système Aquila X-1

3.1 Résumé de la publication

Contexte scientifique de la publication

Dans la plupart des systèmes binaires X de faible masse présentant des kHz QPO, deux pics sont généralement détectés (voir section 1.2.2), les kHz QPO jumeaux. La fréquence des deux pics varie dans le temps mais la séparation en fréquence reste constante (ou diminue légèrement avec la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$) et proche de la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons (ou la moitié de cette valeur). Lorsque qu'un seul kHz QPO est détecté, on peut identifier sa nature à partir de sa fréquence, de sa cohérence et de son amplitude. Le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ ont des relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ différentes qui leurs sont caractéristiques (Barret et al., 2006). En particulier, le facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ chute à haute fréquence. Cette chute de cohérence à haute fréquence est interprétée comme la signature de la dernière orbite stable (Barret et al., 2006).

Dans les précédentes études du système Aquila X-1 (Cui et al., 1998; Zhang et al., 1998; Reig et al., 2000; Méndez et al., 2001; Reig et al., 2004), un seul pic est détecté dans les spectres de puissance. En étudiant les propriétés de ce pic et en les comparant avec celles du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ dans des systèmes similaires, Méndez et al. (2001) concluent que le kHz QPO détecté dans ce système est probablement le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$.

D'autre part, l'objet compact du système Aquila X-1 a été identifié comme étant une étoile à neutrons en rotation rapide ($\nu_{\text{spin}} = 550.25$ Hz, Casella et al., 2008). Par analogie avec d'autres systèmes contenant le même type d'objet compact (4U 1636-536 par exemple), on peut espérer détecter un $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ séparé en fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ de $\nu_{\text{spin}}/2 \sim 275$ Hz. Malgré des études poussées sur cette source, aucune détection correspondant à un $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ n'a été rapportée.

L'ajout de nouvelles observations dans l'archive public de RXTE pourrait permettre de détecter ce $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$. Si malgré cela aucun $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ n'était détecté dans cette source, elle serait alors la seule dans ce cas. A ce jour, la plupart des modèles propose un mécanisme de génération des kHz QPO en paires.

Nous avons donc analysé toutes les données de la source Aquila X-1 présentes dans l'archive RXTE pour :

- étudier la relation entre le facteur de qualité du kHz QPO détecté et sa fréquence et confirmer les résultats de Méndez et al. (2001)
- chercher un $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ en utilisant une archive de données plus étendue que celles utilisées dans les études précédentes

Pour chaque observation de l'archive, on construit des spectres de puissance entre 1 Hz et 2048 Hz sur 16 s normalisés selon Leahy et al. (1983) en utilisant les photons de la bande 2 keV - 40 keV (voir chapitre 2).

Principaux résultats

En appliquant la méthode de correction de la dérive en fréquence dans les segments d'observation expliquée au chapitre 2, nous avons reconstruit la relation entre le facteur de qualité et la fréquence (figure 2 de la publication). Le facteur de qualité du kHz QPO augmente avec la fréquence jusqu'à des valeurs maximales de ~ 180 avant de se stabiliser (voire de décroître légèrement). En échantillonnant cette relation avec un pas de 50 Hz (figure 3 de la publication), on diminue la dispersion des points autour de la corrélation moyenne et l'on confirme la tendance vue sur la figure 2. Cette dépendance du facteur de qualité est caractéristique du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$. Cette étude confirme ainsi sur un jeu de données plus important les résultats obtenus par Méndez et al. (2001) : le kHz QPO détecté dans les observations de la source Aquila X-1 est un $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$.

Si le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est présent dans la source Aquila X-1, son rapport signal sur bruit est tellement faible qu'il n'est pas détectable en utilisant un temps d'intégration comparable à la durée d'une observation. La technique de shift-and-add appliquée aux données permet d'augmenter le rapport signal sur bruit pour les deux raisons suivantes :

- en corrigeant de la dérive en fréquence, on diminue la largeur des kHz QPO et on augmente la significativité statistique
- on combine toutes les observations contenant un $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$, augmentant ainsi le temps d'intégration du spectre de puissance moyen et la significativité statistique du signal

La combinaison de ces deux effets a permis de détecter un deuxième excès dans le spectre de puissance moyen obtenu en combinant toutes les observations contenant un $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$. Cet excès est séparé en fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ de $\Delta\nu = 280$ Hz. Ce résultat est tout à fait consistant avec $\nu_{\text{spin}}/2$. Ce second excès est détecté à une fréquence prévue par les modèles pour le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$, ce qui permet de supposer que ce deuxième kHz QPO est très probablement le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$. Ainsi,

pour la première fois, nous rapportons la détection d'un $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ dans la source Aquila X-1.

3.2 Publication 1

Discovery of the upper kilohertz quasi-periodic oscillation from the X-ray transient Aql X-1

Didier Barret,^{1*} Martin Boutelier¹ and M. Coleman Miller²

¹Centre d' Etude Spatiale des Rayonnements, CNRS/UPS, 9 Avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse Cedex04, France

²Department of Astronomy, University of Maryland, College Park, MD 20742-2421, USA

Accepted 2007 November 27. Received 2007 November 25; in original form 2007 October 9

ABSTRACT

We report on a comprehensive analysis of the kilohertz (≥ 600 Hz) quasi-periodic oscillations (kHz QPOs) detected from the neutron star X-ray transient Aquila X-1 (Aql X-1) with the Rossi X-ray Timing Explorer, between 1997 and 2007. Among kHz QPO sources, Aql X-1 is peculiar because so far only 1-kHz QPO has been reported, whereas in most sources, 2-kHz QPOs are usually detected (a lower and an upper kHz QPO). The identification of the QPOs reported so far has therefore been ambiguous, although it has been proposed that they were likely to be the lower QPO. Following up on previous work, we confirm the identification of the QPOs previously reported as lower QPOs, because of their high-quality factors and the quality factor versus frequency dependency, which are similar to those observed in other sources. Combining all segments of data containing a lower QPO, we detect for the first time an upper kHz QPO. As in other sources for which the neutron star spin frequency is larger than 400 Hz (550.25 Hz in Aql X-1), the frequency difference between the 2-kHz QPOs is close to half the spin frequency. Based on this result, we re-examine the link between the neutron star spin and the frequency of the kHz QPOs to show that a model in which the separation of the lower and the upper QPOs relates to the neutron star spin frequency is still as good as any comparably simple model.

Key words: accretion, accretion discs – stars: neutron – X-rays – stars.

1 INTRODUCTION

Since its launch in 1995, the Rossi X-ray Timing Explorer (Bradt, Rothschild & Swank 1993) has detected kilohertz quasi-periodic oscillations (kHz QPOs) in more than 25 accreting systems containing a weakly magnetized neutron star (see van der Klis 2006 for a review). In most sources, 2-kHz QPOs are usually detected, the lower of the two is seen as a relatively narrow peak in the Fourier power density spectrum (PDS) with a quality factor ($Q = \nu/\Delta\nu$) exceeding 200 (e.g. Barret et al. 2005a), whereas the upper QPO is typically much broader ($Q \sim 5\text{--}20$). This makes the lower QPO easier to detect, especially on short time-scales. Both the lower and the upper QPOs vary in frequency with time, but the frequency difference remains always close to the spin frequency of the neutron star (or half its value). Removing the contribution of the frequency drift to the measured QPO width, Barret, Olive & Miller (2005b) have demonstrated that the lower and the upper QPOs follow a, they found that the quality factor of the lower kHz QPOs different path in a quality factor versus frequency diagram. In particular increases smoothly with frequency, saturates at a maximum value, beyond

which a sharp drop is observed (Barret et al. 2005b). The same behaviour has been observed in several different systems (Barret et al. 2006), suggesting that the drop is related to a special location in space–time, e.g. the innermost stable circular orbit (ISCO) (Barret, Olive & Miller 2006, 2007).

Previous investigations of the kHz QPOs detected from the recurrent X-ray transient Aql X-1 (Cui et al. 1998; Zhang et al. 1998; Reig et al. 2000; Méndez, van der Klis & Ford 2001; Reig, van Straaten & van der Klis 2004) have reported only a single QPO, making its identification difficult. By comparison with the properties of lower QPOs seen in twin QPO sources (correlation of the frequency and spectral colours, QPO width, rms-frequency dependency, energy spectrum of the QPOs), it was, however, proposed that the QPOs detected were likely to be lower QPOs (Méndez et al. 2001).

Aql X-1 contains a rapidly rotating neutron star, spinning at 550.25 Hz, as inferred from the discovery of an episode of coherent pulsation in its persistent emission (Casella et al. 2007). This frequency is close to the previously detected frequency of X-ray burst oscillations (Zhang et al. 1998). By analogy with other sources spinning at a frequency above 400 Hz, one would therefore expect an upper QPO to be detected with a frequency separation close to 275 Hz (see van der Klis 2006 for a review). Despite extensive searches, no such QPO has yet been reported.

*E-mail: Didier.Barret@cesr.fr

1520 *D. Barret, M. Boutelier and M. C. Miller*

In this paper, we analyse in a homogenous way all archival *RXTE* data on Aql X-1, with the goal of studying the quality factor of the QPOs and searching for an upper QPO. The data used here have been presented in Zhang et al. (1998), Cui et al. (1998), Reig et al. (2000), Méndez et al. (2001) and Reig et al. (2004). In the next section, we present our analysis scheme, which builds upon previously described procedures in Barret et al. (2005b, 2006, 2007). We then present our results, which reveal for the first time (i) that the quality factor of the lower QPOs follows the same pattern seen in other sources (e.g. 4U 1608–522 and 4U 1636–536, Barret et al. 2006) and (ii) Aql X-1 displays an upper QPO, that is, detected close to half the spin frequency of the neutron star (275 Hz), when combining all the data available. Starting with this result, we then discuss on the link between kHz QPOs and neutron star spin.

2 OBSERVATIONS AND RESULTS

For the purposes of this paper, we have retrieved all science event files for Aql X-1 from the *RXTE* High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC) archives. Data up to the July 2007 are used. The files are identified with their observation identifier (ObsID) following the *RXTE* convention. An ObsID identifies a temporally contiguous collection of data from a single pointing. Type I X-ray bursts and data gaps are removed from the files.

For each file identified with its ObsID, we have computed Leahy normalized Fourier PDS between 1 and 2048 Hz over 16 s intervals (with 1 Hz resolution), using events with energy between 2 and 40 keV. N 16-s PDS are thus computed. N is typically around 150–200 in most files, whose duration ~ 3000 s is consistent with the orbital period of the *RXTE* spacecraft. A PDS averaging the N PDS is first computed. This averaged PDS is then searched for a high-frequency QPO between 500 and 1500 Hz, using a scanning technique which looks for peak excesses above the Poisson counting noise level (Boirin et al. 2000). The strongest excess is then fitted within a 400 Hz window (200 Hz on each side of the peak) with a Lorentzian of three parameters (frequency, full width at half-maximum and its integral) to which a constant is added to account for the counting noise level (close to 2.0 in a Leahy normalized PDS). If the significance of the fitted excess is less than 3σ , the ObsID is not considered for further processing. A QPO (with $Q > 10$) is detected in 47 ObsIDs.

We wish to estimate the quality factor of the QPO, after removing as much as possible the contribution from the frequency drift to the measured width (Barret et al. 2005b, 2006). For this, we must first reconstruct the time evolution of the QPO frequency, within each ObsID of interest. Because the frequency may change significantly (up to tens of Hz in 1000 s), we must consider the shortest time-scales to track those frequency changes. Given the strength of the QPOs of Aql X-1, we have found that 256 s was an appropriate time-scale, which allows a homogeneous study of all its QPOs. Using a sliding time window of 256 s with a time-step of $256/4 = 64$ s, we have averaged 16 16-s PDS. This PDS is then searched for an excess around the mean QPO frequency, and the strongest excess is again fitted with a Lorentzian within a 400 Hz frequency window. Between two consecutive QPO detections (above a given significance threshold), a linear interpolation enables us to estimate the instantaneous QPO frequency in the 16-s PDS. In addition, the QPO may not be detected all the time (due for instance to statistical fluctuations or a rapid frequency jump), so gaps of duration shorter than 256 s are filled with a linear interpolation. Those PDS for which no estimate of the QPO frequency has been obtained are

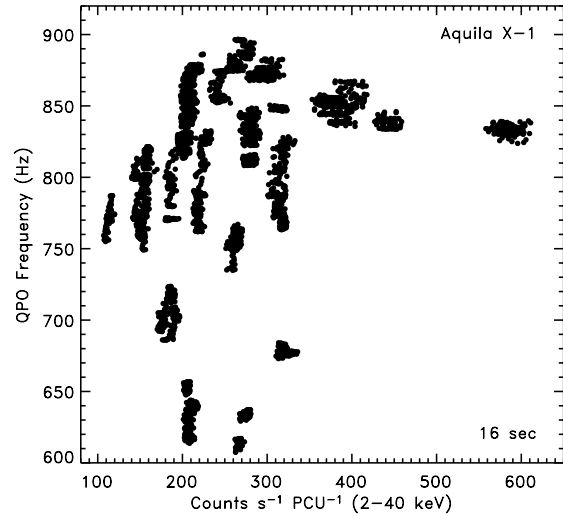


Figure 1. QPO frequency versus 2–40 keV count rate. There are 4364 individual measurements representing the count rate integrated over 16 s.

removed from the subsequent analysis. Taking 3σ for the significance threshold, we were able to reconstruct the time evolution of the QPO frequency in 39 out of the 47 ObsIDs in which a QPO was detected. Fig. 1 shows the instantaneous QPO frequency against the 2–40 keV count rate per PCA unit. As can be seen, those QPOs are detected between 600 and 900 Hz. The source displays the so-called parallel tracks on the left-hand side of the figure, but the tracks seem to have collapsed at higher count rates. It is interesting to note that the high-count rate high frequency part of the diagram has not been sampled yet (unlike other sources, e.g. 4U 1636–536, Barret et al. 2005b).

Having reconstructed the time history of the QPO frequency, in each ObsID, we can now shift-and-add the PDS associated with a frequency to a reference frequency and fit the resulting QPO. In Table 1, we list the measured parameters of the QPOs, in particular, its mean quality factor. The minimum Q value is 60 with a maximum around 200. As shown in Fig. 2, there is a trend for the quality factor to increase with frequency. Both the high Q value and its dependency suggest that these QPOs are lower QPOs.

In order to get a better description of the quality factor of the QPOs, we have grouped all the instantaneous frequencies with a bin of 50 Hz. All 16-s PDS falling into the same bin are then shifted to the mean frequency and added. The mean quality factor of the QPOs so recovered is shown in Fig. 3. Although the sample of QPOs is relatively limited (tens of ObsID containing a QPO, as opposed to more than 200 in the case of 4U1636–536, Barret et al. 2005b), our data are consistent with a saturation of the quality factor, and even suggestive of a decrease at high frequencies. This behaviour is clearly reminiscent of the lower kHz QPO, as the upper QPO is generally characterized in this frequency range by a much lower Q (up to 20 at most), rising steadily with frequency. Therefore, our results support previous claims that the strong QPOs detected so far from Aql X-1 are lower QPOs (Méndez et al. 2001).

In addition to the observations listed in Table 1, there are eight ObsIDs in which the QPO frequency could not be tracked with the above method (shorter observations or weaker signal). For those observations (eight in total), only the mean QPO parameters over

kHz QPOs in Aql X-1 1521

Table 1. QPOs from Aql X-1. The observations are ObsID sorted. The name of the ObsID, the starting date of the observation, the cumulative integration time of all the 16 PDS shifted (T_{obs} , the fraction of PDS per ObsID, for which an instantaneous frequency could be estimated varies from about 40 per cent up to 100 per cent), the total source count rate (counts s^{-1}), the QPO frequency ($\bar{\nu}$) to which all the PDS were shifted, the range of variation of the QPO frequency within the ObsID ($\nu_{\text{min}} - \nu_{\text{max}}$), the mean quality (\bar{Q}) and mean amplitude (rms) are listed. All errors are computed such that $\Delta\chi^2 = 1$. The rms is computed as $\sqrt{I_{\text{lor}}/S}$, where I_{lor} is the fitted Lorentzian integral and S is the source count rate. Because the error on the source count rate is negligible, the error on rms is computed as $1/2 \times \text{rms} \times \Delta I_{\text{lor}}/I_{\text{lor}}$, where ΔI_{lor} is the error on I_{lor} , computed with $\Delta\chi^2 = 1$. The significance of the QPO which is $I_{\text{lor}}/\Delta I_{\text{lor}}$ can thus be retrieved from the error quoted on the rms: it exceeds typically $\sim 7\sigma$ and goes up to $\sim 20\sigma$. The high-quality factor recovered suggests that the QPOs detected are all lower kHz QPOs. Previous analysis of these data has been presented in Zhang et al. (1998), Cui et al. (1998), Reig et al. (2000), Méndez et al. (2001) and Reig et al. (2004).

| ObsID | Date | T_{obs} | counts s^{-1} | $\bar{\nu}$ | $\nu_{\text{min}} - \nu_{\text{max}}$ | \bar{Q} | rms (per cent) |
|----------------|---------------------|------------------|------------------------|-------------|---------------------------------------|------------------|----------------|
| 20092-01-01-02 | 1997/08/13-11:09:35 | 656.0 | 1380.2 | 833.7 | 829.0 – 837.6 | 129.7 \pm 14.7 | 7.2 \pm 0.3 |
| 20092-01-02-01 | 1997/08/15-19:03:17 | 1232.0 | 1520.1 | 875.2 | 869.5 – 883.0 | 96.8 \pm 15.3 | 5.6 \pm 0.3 |
| 20092-01-02-03 | 1997/08/17-06:06:08 | 592.0 | 1571.9 | 848.3 | 846.3 – 850.6 | 115.3 \pm 16.8 | 6.6 \pm 0.4 |
| 20092-01-05-01 | 1997/09/06-12:50:24 | 1360.0 | 1313.1 | 877.8 | 874.3 – 885.5 | 165.0 \pm 25.1 | 5.6 \pm 0.3 |
| 20092-01-05-01 | 1997/09/06-14:14:55 | 1504.0 | 1380.3 | 886.2 | 883.1 – 892.2 | 157.0 \pm 27.6 | 5.2 \pm 0.3 |
| 20092-01-05-01 | 1997/09/06-15:52:47 | 864.0 | 1360.4 | 890.9 | 885.5 – 896.6 | 104.4 \pm 22.7 | 5.5 \pm 0.4 |
| 20098-03-07-00 | 1997/02/27-05:54:24 | 1040.0 | 1098.4 | 773.4 | 761.9 – 787.5 | 150.6 \pm 15.8 | 7.8 \pm 0.3 |
| 20098-03-07-00 | 1997/02/27-06:54:23 | 3152.0 | 1111.8 | 801.9 | 766.7 – 832.6 | 129.3 \pm 7.8 | 8.1 \pm 0.2 |
| 20098-03-08-00 | 1997/03/01-21:34:47 | 2192.0 | 778.4 | 783.0 | 749.0 – 802.1 | 102.2 \pm 10.8 | 8.9 \pm 0.4 |
| 20098-03-08-00 | 1997/03/01-22:56:32 | 3088.0 | 765.0 | 797.9 | 769.5 – 821.5 | 111.2 \pm 9.9 | 9.3 \pm 0.3 |
| 30072-01-01-01 | 1998/03/03-14:01:46 | 1104.0 | 1603.2 | 678.2 | 673.0 – 684.1 | 108.1 \pm 9.0 | 7.0 \pm 0.2 |
| 30072-01-01-02 | 1998/03/04-14:00:40 | 1232.0 | 1994.6 | 856.3 | 849.1 – 867.5 | 115.5 \pm 12.4 | 5.8 \pm 0.2 |
| 30072-01-01-03 | 1998/03/05-12:24:38 | 1104.0 | 2212.4 | 838.3 | 833.6 – 846.1 | 138.2 \pm 11.4 | 5.9 \pm 0.2 |
| 40047-02-05-00 | 1999/05/31-15:30:26 | 2640.0 | 1112.4 | 852.7 | 843.9 – 857.8 | 131.9 \pm 13.1 | 6.2 \pm 0.2 |
| 40047-03-02-00 | 1999/06/03-15:33:09 | 2640.0 | 975.0 | 861.1 | 852.0 – 874.7 | 158.4 \pm 16.2 | 6.8 \pm 0.2 |
| 40047-03-03-00 | 1999/06/04-13:48:20 | 3152.0 | 1035.7 | 845.2 | 834.9 – 859.9 | 141.0 \pm 11.2 | 7.4 \pm 0.2 |
| 40047-03-03-00 | 1999/06/04-15:23:28 | 3024.0 | 1032.2 | 862.8 | 851.6 – 873.6 | 141.4 \pm 12.2 | 7.3 \pm 0.2 |
| 50049-02-13-00 | 2000/11/07-07:01:35 | 1952.0 | 1750.6 | 833.3 | 823.8 – 839.5 | 141.0 \pm 19.3 | 4.4 \pm 0.2 |
| 50049-02-15-03 | 2000/11/13-20:57:38 | 2064.0 | 1164.4 | 870.3 | 867.3 – 874.9 | 136.8 \pm 16.1 | 6.2 \pm 0.3 |
| 50049-02-15-03 | 2000/11/13-22:14:40 | 3024.0 | 1121.6 | 834.9 | 822.1 – 848.5 | 158.8 \pm 11.7 | 7.1 \pm 0.2 |
| 50049-02-15-04 | 2000/11/14-01:42:39 | 1744.0 | 836.5 | 811.7 | 808.3 – 815.9 | 137.3 \pm 17.4 | 7.3 \pm 0.3 |
| 50049-02-15-04 | 2000/11/14-03:02:23 | 2704.0 | 785.3 | 754.3 | 734.8 – 767.1 | 132.8 \pm 13.2 | 7.4 \pm 0.3 |
| 50049-02-15-05 | 2000/11/15-04:30:45 | 3152.0 | 841.3 | 631.3 | 613.7 – 642.9 | 84.9 \pm 8.8 | 7.6 \pm 0.3 |
| 50049-02-15-05 | 2000/11/15-06:06:40 | 2784.0 | 825.6 | 643.8 | 627.7 – 656.8 | 82.9 \pm 9.4 | 7.4 \pm 0.3 |
| 50049-02-15-06 | 2000/11/16-04:47:43 | 1808.0 | 745.0 | 717.6 | 712.0 – 723.6 | 117.0 \pm 11.8 | 8.7 \pm 0.3 |
| 50049-02-15-07 | 2000/11/16-06:33:43 | 1104.0 | 564.7 | 698.6 | 686.0 – 709.1 | 131.5 \pm 26.9 | 8.1 \pm 0.6 |
| 60054-02-03-03 | 2001/07/10-18:59:27 | 1552.0 | 452.2 | 770.4 | 755.0 – 787.2 | 129.9 \pm 19.0 | 11.4 \pm 0.6 |
| 60054-02-03-05 | 2001/07/12-17:15:12 | 1232.0 | 579.7 | 801.9 | 798.8 – 813.3 | 177.3 \pm 28.5 | 8.9 \pm 0.5 |
| 60429-01-05-00 | 2002/02/18-22:14:08 | 1824.0 | 558.0 | 787.9 | 769.7 – 819.6 | 111.3 \pm 16.1 | 9.4 \pm 0.5 |
| 60429-01-09-00 | 2002/02/27-21:42:07 | 1472.0 | 775.3 | 843.1 | 835.6 – 850.2 | 121.8 \pm 20.7 | 6.9 \pm 0.4 |
| 70069-03-01-01 | 2002/03/07-10:26:39 | 2192.0 | 945.8 | 807.0 | 786.1 – 828.4 | 183.5 \pm 16.0 | 7.1 \pm 0.2 |
| 70069-03-01-02 | 2002/03/07-15:17:35 | 1296.0 | 941.0 | 781.8 | 771.6 – 797.2 | 153.0 \pm 18.4 | 7.2 \pm 0.3 |
| 70069-03-02-00 | 2002/03/11-22:17:20 | 1648.0 | 815.4 | 627.7 | 607.4 – 637.3 | 83.0 \pm 14.1 | 7.1 \pm 0.4 |
| 70069-03-02-01 | 2002/03/10-00:54:39 | 656.0 | 1593.4 | 768.5 | 763.4 – 775.9 | 169.8 \pm 17.3 | 7.3 \pm 0.3 |
| 70069-03-03-03 | 2002/03/17-20:48:59 | 1120.0 | 859.5 | 876.6 | 870.2 – 886.3 | 95.6 \pm 18.5 | 7.2 \pm 0.5 |
| 70069-03-03-06 | 2002/03/18-12:45:43 | 656.0 | 819.6 | 821.1 | 813.4 – 832.4 | 103.1 \pm 19.3 | 8.3 \pm 0.6 |
| 70069-03-03-07 | 2002/03/18-20:34:39 | 2336.0 | 797.1 | 827.0 | 816.6 – 844.3 | 112.6 \pm 10.4 | 8.5 \pm 0.3 |
| 70069-03-03-09 | 2002/03/19-14:07:43 | 976.0 | 882.4 | 700.9 | 692.0 – 711.7 | 112.7 \pm 15.0 | 8.8 \pm 0.4 |
| 70069-03-03-14 | 2002/03/21-20:03:39 | 1952.0 | 600.5 | 764.7 | 756.6 – 771.8 | 119.9 \pm 15.2 | 9.4 \pm 0.4 |

the ObsID have been measured. In Table 2, we list the parameters of the additional QPOs detected. Their significance is typically around 4σ . Their Q values, although not corrected for the drift, are rather high (≥ 50 , in all but one case) suggesting that they may also be lower QPOs. The highest frequency measured is about 900 Hz. It is unfortunate that we have not been able to measure the quality factor at this frequency. If the drop seen in other sources is also present in Aql X-1, one would expect the quality factor to be less than the one where it saturates.

Assuming that the QPOs detected are indeed lower kHz QPOs, one can shift-and-add all of them to a reference frequency. By doing that for all the observations listed in Table 1, the second strongest (and the only one) excess of the resulting PDS, is found above

the main peak at a frequency separation which is consistent with half the spin frequency of the neutron star (275 Hz). Combining the observations of Table 1 and those of Table 2, increases the significance of the detection above 3σ . The results of the fitted QPOs in both cases are listed in Table 3. This, together with the fact that the frequency separation is exactly in the expected range, gives us strong confidence that our QPO detection is real. The two QPOs detected by combining the segments of Tables 1 and 2 are shown in Fig. 4. We have searched for an upper QPO 250–300 Hz above the lower QPO within individual ObsIDs and found no significant (above 3σ) QPOs (upper limit ranging from ~ 6 to 10 per cent rms, depending on the source count rate for a QPO width of 100 Hz). Clearly, our detection has been made possible through the

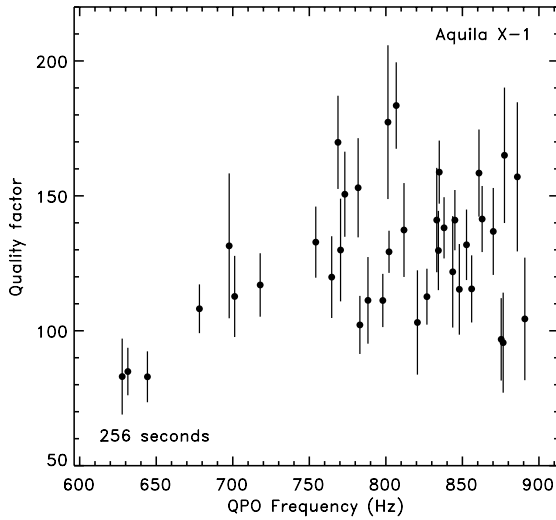
1522 *D. Barret, M. Boutelier and M. C. Miller*

Figure 2. Quality factor versus frequency dependency of the strong QPO detected for Aql X-1, as recovered within 39 ObsIDs, after correction for the frequency drift. There is a trend for Q to increase with frequency. Albeit with large scatter, a saturation in Q is also suggested. This behaviour is typical of a lower QPO.

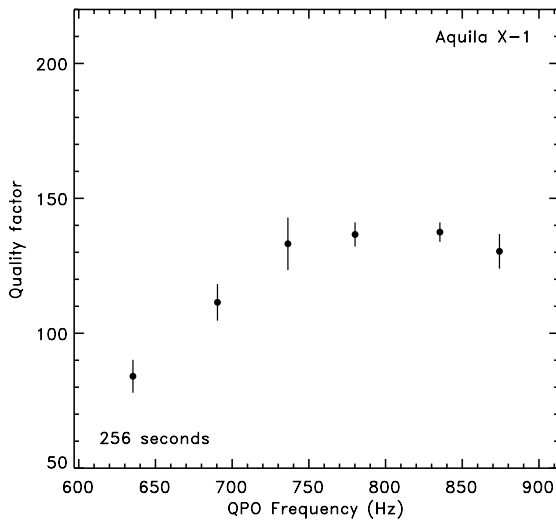


Figure 3. Mean quality factor versus frequency dependency for Aql X-1. The data shown in Fig. 2 have been grouped over a 50-Hz bin (the same scales as Fig. 2 are used on each axis). The rise and the saturation (possibly a drop) of the quality factor is a behaviour similar to that of other known lower kHz QPOs (see Barret et al. 2006).

use of the shift-and-add technique and the combination of more than ~ 70 ks of data.

3 DISCUSSION

We have studied the properties of the lower kHz QPOs from Aql X-1. We have fewer details than for other sources, but the behaviour of the lower QPOs is similar to that seen previously. More

observations of this source are needed to fully sample the quality factor versus frequency diagram, in particular, the high-frequency part, where the drop of coherence may be detected (around 900 Hz). The main result of this paper is the detection for the first time of an upper kHz QPO in this source, with an average frequency separation that is consistent with half the spin frequency of the neutron star.

This result affords us a fresh opportunity to evaluate the relation between the spin frequency and the QPO separation frequency in neutron star low mass X-ray binaries (LMXBs). It has long been known that the separation frequency is not constant in a given source, and indeed can change in rather complicated ways (e.g. see the data for 4U 1608–52 in fig. 3 of Méndez et al. 1998). As a result, no simple model can reproduce exactly the observed behaviour. However, although the absolute goodness of fit of simple models is therefore poor, it is possible, in the same spirit as Zhang et al. (2006), to do a statistical comparison between candidate models (e.g. through a $\Delta\chi^2$ test), to determine which is closest to current data and perhaps to provide guidance about the underlying physics.

To do this we compare six models. ‘Spin’ is the most commonly discussed model, in which the separation is equal to the spin frequency if $\nu_{\text{spin}} < 400$ Hz, but equal to half the spin frequency otherwise (Miller, Lamb & Psaltis 1998; Lamb & Miller 2003). ‘Const’ assumes a constant frequency separation for all sources, as in fig. 3 of Méndez & Belloni (2007). ‘Linear’ applies the formula $\Delta\nu = 390 \text{ Hz} - 0.2\nu_{\text{spin}}$ from Yin et al. (2007). ‘Epicycle’ is the proposal (Stella & Vietri 1998) that the upper peak frequency is the orbital frequency at some radius and the lower peak is the radial precession frequency at that same radius, meaning that the difference frequency is expected to change and to be equal to the radial epicyclic frequency at the given radius (this therefore requires an assumed mass for each source). ‘Power law’ is inspired by Psaltis, Belloni & van der Klis 1999: $\nu_{\text{upper}} = (\nu_{\text{lower}}/\nu_0)^p$, where ν_0 and p are the same for all sources. Finally, ‘Ratio’ is a model following Abramowicz et al. (2003), in which the ratio between the upper and the lower kHz QPO is fixed at the same value for all sources.

We compare these models to the data available from the 10 sources listed by Méndez & Belloni (2007), as well as Aql X-1 and 4U 0614+091 (see footnote to Table 4 for the list of sources and primary references). There are a total of 57 independent measurements among these 12 sources, from which we compute total χ^2 values for the six models (note that the χ^2 statistic is applicable because each measurement of a QPO frequency has Gaussian statistical errors). We note that Méndez & Belloni (2007) suggest that the accretion-powered millisecond (ms) pulsars XTE J1807–294 and SAX J1808–3658 should be treated specially because some of their other frequency properties appear offset by a factor of roughly 1.5 from those of other sources. We thus compute total χ^2 values omitting these sources, and also including these sources but multiplying their frequency separations by a factor of 1.5, to evaluate the robustness of the model comparisons.

Table 4 shows the results. The Stella & Vietri (1998) ‘Epicycle’ model appears at first to be competitive when the ms pulsars are ignored or have their frequencies adjusted. This, however, is somewhat misleading: four sources (4U 1702–43, IGR J17191–2821, KS 1731–260 and SAX J1750.8–2900) have only one measurement each of a separation frequency, so it is possible to pick a neutron star mass that fits the single data point perfectly in those cases.

From these data, we can draw a few conclusions.

(i) All simple models fail badly in a statistical sense. There is clearly unmodelled complexity to these systems. For an example

Table 2. QPOs from Aql X-1 for which the correction for the frequency drift could not be applied, when estimating the quality factor. As expected, the QPOs have lower Q factors on average than the one listed in Table 1. The name of the ObsID, the starting date of the observation, the PDS integration time (T_{obs}), the total source count rate, the mean QPO frequency ($\bar{\nu}$), the mean quality factor (\bar{Q}), the mean amplitude (rms), the significance of the detection (σ) are listed. All errors are computed such that $\Delta\chi^2 = 1$. Although uncorrected for the frequency drift, the high-quality factor of those QPOs suggests that they are also lower QPOs. All significances listed in Tables 2 and 3 are single trial significance.

| ObsID | Date | T_{obs} | counts s^{-1} | $\bar{\nu}$ | \bar{Q} | rms (per cent) | σ |
|-----------------|---------------------|------------------|------------------------|-----------------|-----------------|----------------|----------|
| 20092-01-01-01 | 1997/08/13-00:05:01 | 416.0 | 1419.6 | 855.6 ± 0.8 | 94.6 ± 25.7 | 6.2 ± 0.6 | 5.3 |
| 20092-01-04-02 | 1997/09/03-01:38:02 | 1472.0 | 1541.0 | 903.2 ± 1.9 | 76.8 ± 25.3 | 3.7 ± 0.5 | 3.8 |
| 30188-03-01-00 | 1998/03/06-08:07:12 | 1472.0 | 2442.1 | 870.4 ± 1.3 | 59.5 ± 13.5 | 3.8 ± 0.3 | 5.8 |
| 40047-02-05-00 | 1999/05/31-18:48:32 | 2800.0 | 1521.3 | 893.7 ± 2.6 | 44.2 ± 18.3 | 3.7 ± 0.6 | 3.4 |
| 40047-03-02-00 | 1999/06/03-17:02:23 | 3264.0 | 991.3 | 892.0 ± 1.3 | 61.0 ± 11.0 | 5.5 ± 0.4 | 6.7 |
| 40047-03-02-00 | 1999/06/03-18:41:19 | 2896.0 | 1002.9 | 896.7 ± 1.6 | 62.9 ± 22.5 | 4.5 ± 0.6 | 3.9 |
| 50049-02-15-03C | 2000/11/13-20:36:31 | 1136.0 | 1189.4 | 877.1 ± 2.4 | 76.6 ± 30.1 | 4.5 ± 0.6 | 3.5 |
| 50049-02-15-05 | 2000/11/15-07:43:28 | 3152.0 | 801.3 | 600.9 ± 4.4 | 13.0 ± 4.2 | 7.6 ± 1.0 | 3.8 |

Table 3. Lower and upper kHz QPOs from Aql X-1. The left-hand column indicates the origin of the data averaged. T_{obs} is the cumulative integration time of all the PDS used to detect the upper QPO. ν_{lower} , \bar{Q}_{lower} , $\text{rms}_{\text{lower}}$ are, respectively, the frequency, quality factor and amplitude of the lower QPO. ν_{upper} , \bar{Q}_{upper} , $\text{rms}_{\text{upper}}$ are the same parameters for the upper QPO (single trial). $\Delta\nu$ is the frequency difference between the two QPOs. All errors are again computed such that $\Delta\chi^2 = 1$. The error on the centroid frequency is the statistical error on the aligned peak. Obviously, it does not reflect the distribution of the QPO frequencies entering in the shift-and-add procedure (the lower QPO frequency varies from about 600 Hz up to 900 Hz).

| | T_{obs} | ν_{lower} | \bar{Q}_{lower} | $\text{rms}_{\text{lower}}$ | ν_{upper} | \bar{Q}_{upper} | $\text{rms}_{\text{upper}}$ | σ_{upper} | $\Delta\nu$ |
|-------------|------------------|----------------------|--------------------------|-----------------------------|----------------------|--------------------------|-----------------------------|-------------------------|------------------|
| Table 1 | 69824 | 795.45 ± 0.04 | 129.32 ± 2.25 | 7.26 ± 0.05 | 1073.5 ± 18.2 | 5.7 ± 2.1 | 4.4 ± 0.8 | 2.6 | 278.1 ± 18.3 |
| Table 1 & 2 | 86432 | 803.09 ± 0.05 | 120.44 ± 2.22 | 6.60 ± 0.04 | 1083.2 ± 13.3 | 6.3 ± 2.0 | 4.3 ± 0.7 | 3.2 | 280.1 ± 13.4 |

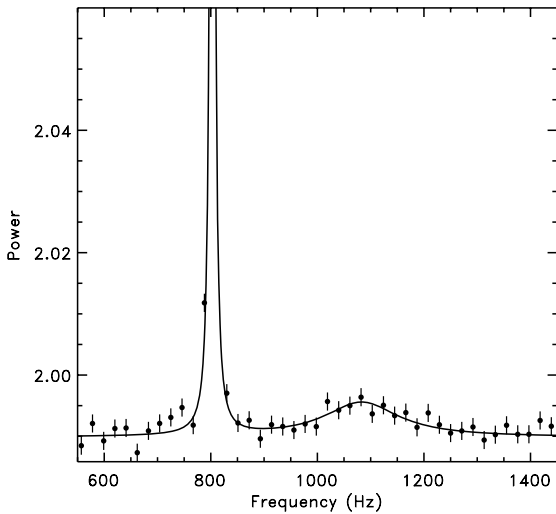


Figure 4. The lower and the upper kHz QPOs of Aql X-1, combining the data of Tables 1 and 2. The upper QPO is detected at 3.2σ (the PDS has been linearly binned for illustrative purposes).

of how such complexity might affect the frequencies in the ‘Spin’ model, see Lamb & Miller (2001).

(ii) Of the models considered, the one assuming a constant ratio is overwhelmingly the worst, for any of our data sets. The next worst in all cases (but by a much smaller margin) is the one assuming a constant difference frequency for all systems. Other models are preferred by the data.

(iii) The treatment of data from the accretion-powered ms pulsars XTE J1807–294 and SAX J1808.4–3658 has a significant effect on the comparison between the remaining models. With the data as are, the standard ‘Spin’ model does best. If the frequency differences for just these sources are multiplied by a factor of 1.5, as advocated by Méndez & Belloni (2007), then the ‘Epicycle’ and ‘Power law’ models do best. It is not clear how significant this is; we note, for example, that for any particular model, if the two worst-fit sources are eliminated, the fit becomes much better in all cases.

We conclude that although the separation frequency is clearly a complex quantity, the standard model fits the data at least comparably well to similarly simple models, in addition to emerging from generally plausible input physics. It is therefore still a viable hypothesis that the spin frequency affects the kHz QPOs seen from neutron star low-mass X-ray binaries. On the other hand, the generally bad fits of all models and the possibly important role of individual sources both raise the unpalatable but real possibility that there are multiple mechanisms that can produce kHz QPOs in neutron-star LMXBs.

4 CONCLUSIONS

We have shown that the properties of the QPOs detected from Aql X-1 so far are consistent with those seen from similar systems, in particular, the quality factor of the lower QPOs and the frequency separation between the lower and the upper peaks, which we have measured for the first time to be close to half the spin frequency of the neutron star. It would be worth following up the lower QPOs closer to the saturation frequency (at 900 Hz), with adequate sensitivity to estimate the quality factor of the QPOs, and determine whether it drops as in other sources. This may become

1524 *D. Barret, M. Boutelier and M. C. Miller***Table 4.** χ^2 values for models of QPO frequency separation and associated number of degrees of freedom.

| Model ^a | χ^2 – full data set ^b | χ^2 – reduced data set ^c | χ^2 – modified data set ^d |
|--------------------|---------------------------------------|--|---|
| Spin | 1628/56 | 1616/48 | 2200/56 |
| Const | 2994/56 | 2368/48 | 2391/56 |
| Linear | 2566/55 | 1666/47 | 1736/55 |
| Epicycle | 1742/45 | 1275/39 | 1305/45 |
| Power law | 1942/55 | 1194/47 | 1420/55 |
| Ratio | 17945/56 | 17623/48 | 19388/56 |

^aSee the text for description of models. ^bAll available published data, for XTE J1807–294 (Linares et al. 2005), SAX J1808.4–3658 (Wijnands et al. 2003), 4U 1608–52 (Méndez et al. 1998), 4U 1636–536 (Di Salvo, Méndez & van der Klis 2003), 4U 1702–43 (Strohmayer et al. 1998), 4U 1728–34 (Méndez & van der Klis 1999), 4U 1731–260 (Wijnands & van der Klis 1997), IGR J17191–2821 (Klein-Wolt et al. 2007), SAX J1750.8–2900 (Kaaret et al. 2002), 4U 1915–05 (Boirin et al. 2000), Aql X-1 (this work) and 4U 0614+091 [twin QPO frequencies taken from Barret et al. (2006) and spin frequency from Strohmayer, Markwardt & Kuulkers, 2008]. ^cSame as ‘Full data set’ except that we removed the data points due to the accretion-powered ms pulsars XTE J1807–294 and SAX J1808.4–3658. ^dSame as ‘Full data set’ except that the frequency separations for XTE J1807–294 and SAX J1808.4–3658 were multiplied by 1.5, following Méndez & Belloni (2007). There are 57 data points in the full and modified data sets, and 49 in the reduced data set. ‘Spin’, ‘Const’ and ‘Ratio’ have one parameter each, ‘Linear’ and ‘Power law’ have two each, and ‘Epicycle’ has 12 for the full and modified data sets and 10 for the reduced data set (which means the neutron star is left free for each source).

possible with *RXTE* during the next outburst of this very active transient.

ACKNOWLEDGMENTS

MCM was supported in part by NSF grant AST0708424. This research has made use of data obtained from the High Energy Astrophysics Science Archive Research Centre (HEASARC), provided by NASA’s Goddard Space Flight Centre. We are grateful to Jean-Francois Olive for useful discussions during the preparation of this paper. We thank the referee for comments that helped up to improve the presentation of the results reported in this paper. Finally we thank Tomaso Belloni, Michiel van der Klis and Mariano Méndez for discussions about this paper.

REFERENCES

Abramowicz M., Bulik T., Bursa M., Kluźniak W., 2003, *A&A*, 404, L21
 Barret D., Kluźniak W., Olive J. F., Paltani S., Skinner G. K., 2005a, *MNRAS*, 357, 1288
 Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2005b, *MNRAS*, 361, 855
 Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2006, *MNRAS*, 370, 1140
 Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2007, *MNRAS*, 376, 1139
 Boirin L., Barret D., Olive J. F., Blosper P. F., Grindlay J. E., 2000, *A&A*, 361, 121
 Bradt H. V., Rothschild R. E., Swank J. H., 1993, *A&AS*, 97, 355
 Casella P., Altamirano D., Wijnands R., van der Klis M., 2007, 708, preprint (arXiv:0708.1110)
 Cui W., Barret D., Zhang S. N., Chen W., Boirin L., Swank J., 1998, *ApJ*, 502, L49
 Di Salvo T., Méndez M., van der Klis M., 2003, *A&A*, 406, 177
 Kaaret P., Zand J. J. M. I., Heise J., Tomsick J. A., 2002, *ApJ*, 575, 1018

Klein-Wolt M., Wijnands R., Swank J. H., Markwardt C. B., 2007, *Astron. Telegram*, 1075, 1
 Kluźniak W., Abramowicz M. A., 2005, *Ap&SS*, 300, 143
 Lamb F. K., Miller M. C., 2001, *ApJ*, 554, 1210
 Lamb F. K., Miller M. C., 2003, *ApJ*, submitted (astro-ph/0308179)
 Linares M., van der Klis M., Altamirano D., Markwardt C. B., 2005, *ApJ*, 634, 1250
 Méndez M. et al., 1998, *ApJ*, 494, L65
 Méndez M., van der Klis M., 1999, *ApJ*, 517, L51
 Méndez M., Belloni T., 2007, *MNRAS*, 381, 790
 Méndez M., van der Klis M., Ford E. C., 2001, *ApJ*, 561, 1016
 Méndez M., van der Klis M., Wijnands R., Ford E. C., van Paradijss J., Vaughan B. A., 1998, *ApJ*, 505, L23
 Miller M. C., Lamb F. K., Psaltis D., 1998, *ApJ*, 508, 791
 Psaltis D., Belloni T., van der Klis M., 1999, *ApJ*, 520, 262
 Reig P., Méndez M., van der Klis M., Ford E. C., 2000, *ApJ*, 530, 916
 Reig P., van Straaten S., van der Klis M., 2004, *ApJ*, 602, 918
 Stella L., Vietri M., 1998, *ApJ*, 492, L59
 Strohmayer T. E., Zhang W., Swank J. H., Lapidus I., 1998, *ApJ*, 503, L147
 van der Klis M., 2006, in Lewin W. H. G., van der Klis M., eds, *Compact Stellar X-ray Sources*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 39
 Strohmayer T. E., Markwardt C. B., Kuulkers E., 2008, *ApJ*, 672, L37
 Wijnands R. A. D., van der Klis M., 1997, *ApJ*, 482, L65
 Wijnands R., van der Klis M., Homan J., Chakrabarty D., Markwardt C. B., Morgan E. H., 2003, *Nat*, 424, 44
 Yin H. X., Zhang C. M., Zhao Y. H., Lei Y. J., Qu J. L., Song L. M., Zhang F., 2007, *A&A*, 471, 381
 Zhang C. M., Yin H. X., Zhao Y. H., Zhang F., Song L. M., 2006, *MNRAS*, 366, 1373
 Zhang W., Jahoda K., Kelley R. L., Strohmayer T. E., Swank J. H., Zhang S. N., 1998, *ApJ*, 495, L9

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

3.3 Compléments

A la date de cette étude, la méthode utilisée pour reconstruire l'évolution temporelle de la fréquence n'est pas pleinement optimale. En particulier, elle ne permet pas de reconstruire cette évolution pour les kHz QPO plus faibles. Dans une dizaine d'observations dont la fréquence moyenne se situe autour de 890-900 Hz, le suivi de la fréquence n'a pas été possible. Ces points n'ont donc pas été utilisés pour reconstruire la relation $Q - \nu$ échantillonnée présentée sur la figure 3 de la publication. Nous avons donc effectué une nouvelle analyse des données de la source Aquila X-1 avec la méthode de suivi de la fréquence du kHz QPO présentée à la section 2.2.2. Dans cette nouvelle analyse, nous avons réussi à suivre en partie la fréquence pour ces observations. Ceci nous a permis de déterminer la relation $Q - \nu$ à plus haute fréquence. Les résultats sont présentés sur la figure 3.1.

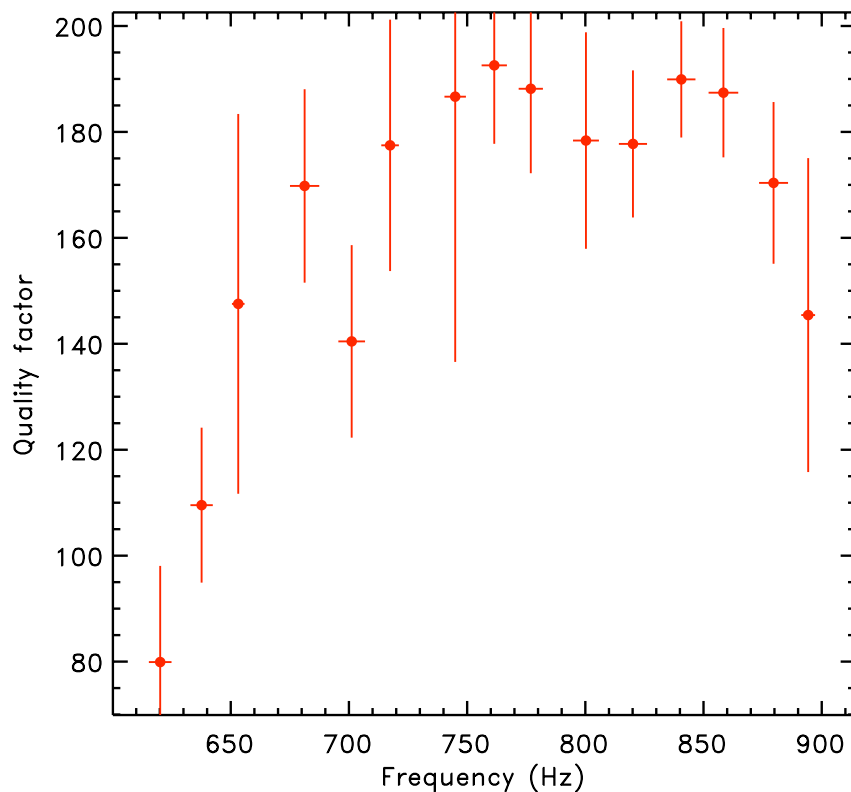


FIGURE 3.1 – Relation entre le facteur de qualité moyen et la fréquence des kHz QPO de la source Aquila X-1. Les observations ont été groupées par intervalle de fréquence de 30 Hz en utilisant la technique de shift-and-add. L'augmentation et la saturation ainsi que la chute du facteur de qualité à haute fréquence est un comportement typique des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ (voir Barret et al., 2006).

Bien qu'on ne puisse exclure que le facteur de qualité reste constant à haute fréquence du fait des larges barres d'erreur, on observe le début de la chute du facteur de qualité. Si cette

chute de cohérence est confirmée dans le futur, alors l'identification du kHz QPO détecté dans les segments d'observation de Aquila X-1 avec le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ est renforcée.

D'autre part, Aquila X-1 serait alors un nouveau système montrant la chute de cohérence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ avec la fréquence. Ceci viendrait renforcer le caractère fondamental de cette propriété. Il est alors très probable que cette chute de cohérence dans les sources étudiées soit provoquée par un effet de métrique à proximité de l'objet compact comme par exemple la présence de la dernière orbite stable. Pour diminuer les incertitudes de mesure sur le facteur de qualité à haute fréquence et confirmer la chute de cohérence, des observations supplémentaires contenant un kHz QPO dont la fréquence est comprise entre 850 Hz et 900 Hz sont nécessaires.

3.4 Conclusions

Dans cette étude, nous avons montré que les kHz QPO dans la source Aquila X-1 ont des propriétés comparables à celles des kHz QPO dans les autres systèmes :

- le facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ a une dépendance avec la fréquence tout à fait similaire à celle des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ dans les autres sources
- deux kHz QPO sont détectés
- la séparation en fréquence entre les deux kHz QPO est consistante avec $\nu_{\text{spin}}/2$

La découverte d'un $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ séparé en fréquence de $\nu_{\text{spin}}/2$ a offert une nouvelle opportunité d'étudier le lien entre la séparation en fréquence des kHz QPO jumeaux et la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons. La séparation en fréquence entre les kHz QPO jumeaux est un observable important pour contraindre les modèles car tous font une prédiction sur cette séparation. Une étude comparative entre les prédictions de six modèles différents et les données sur la séparation en fréquence de 12 sources (incluant Aquila X-1) montre que l'ajustement des données par les différents modèles est statistiquement comparable. L'étoile à neutrons du système Aquila X-1 n'est malheureusement pas très contraignante et la plupart des modèles peut s'accommoder de la séparation en fréquence dans ce système. Le système 4U 0614+09 qui se trouve à la frontière entre les rotateurs rapides et les rotateurs lents est potentiellement beaucoup plus contraignant.

Enfin, la source Aquila X-1 se distingue des autres sources. Pour détecter le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$, nous avons additionné beaucoup de segments d'observation. Ainsi, bien que le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ ait été détecté, il est beaucoup plus faible que ceux détectés dans les autres sources.

Chapitre 4

Distribution des kHz QPO jumeaux dans la source 4U 1820-303

4.1 Résumé de la publication

Contexte scientifique de la publication

Les modèles de kHz QPO prédisent une corrélation entre la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ et du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ détectés simultanément. Suivant les modèles, cette corrélation est approximée par différentes relations. Par exemple, dans le modèle de battement au point sonique ou dans le modèle de résonance relativiste, la relations entre les fréquences des kHz QPO jumeaux est linéaire. Dans le modèle de précession relativiste, la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ dépend de celle du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ comme une loi de puissance. Cependant, en première approximation, ces deux relations peuvent être approximées par une même relation linéaire sur la bande de fréquence où les kHz QPO jumeaux sont détectés. Dans la majorité des sources, le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ est détecté entre 500 Hz et 950 Hz et le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ entre 500 Hz et 1250 Hz.

Dans le même temps, les paramètres des kHz QPO (facteur de qualité et amplitude RMS) varient avec la fréquence. Comme le montre l'équation 1.22, à taux de comptage et temps d'intégration constants, les paramètres des kHz QPO déterminent la significativité statistique avec laquelle on les détecte. Par conséquent, la dépendance du facteur de qualité et du RMS avec la fréquence influence la détectabilité des kHz QPO dans des spectres de puissance où le temps d'intégration est constant. Cette dépendance affecte la distribution en fréquence des kHz QPO. Le rapport signal sur bruit est plus élevé quand le facteur de qualité et l'amplitude RMS sont maximales. On détecte plus de kHz QPO quand le rapport signal sur bruit est élevé. La distribution des rapports entre la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ et la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ est également affectée par la dépendance des paramètres des kHz QPO avec la fréquence.

Dans plusieurs sources, la distribution observée des rapports de fréquences est piquée autour

de rapport de petits entiers. Par exemple, dans la source Scorpius X1 (Abramowicz et al., 2003) et la source 4U 1636-536 (Török et al., 2008), la distribution des rapports de fréquences est piquée autour de $3/2$. Dans plusieurs systèmes binaires X contenant un candidat trou noir, le rapport des fréquences des oscillations détectées est proche de $3/2$ (Remillard, 2005). Cette concentration des fréquences autour de rapport de petits entiers est prédit par les modèles de production des kHz QPO par résonance (Abramowicz & Kluźniak, 2001). Si ces distributions observées sont représentatives des fréquences produites par le système, elles constituent un argument observationnel en faveur de ces modèles.

La source 4U 1820-303 est l'une des sources les plus productives de kHz QPO jumeaux. Elle est donc idéale pour l'étude de la distribution des kHz QPO jumeaux. Nous avons étudié cette source pour deux raisons :

- mesurer la distribution des rapports en fréquence des kHz QPO jumeaux
- étudier la détectabilité des kHz QPO en fonction de leur fréquence

Pour cela, nous avons analysé toutes les données présentes dans l'archive RXTE. Pour chaque observation de l'archive, on construit des spectres de puissance entre 1 Hz et 2048 Hz sur 16 s normalisés selon Leahy et al. (1983) en utilisant les photons de la bande 2 keV - 40 keV (voir chapitre 2).

Principaux résultats

Une recherche des kHz QPO avec la méthode de scan (voir section 2.2) dans les segments d'observation a conduit à la détection de 66 kHz QPO jumeaux. La relation qui lie les fréquences du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est ajustée par une droite (figure 1 de la publication). Sur cette figure, il apparaît clairement que les kHz QPO jumeaux ne sont pas distribués de façon homogène sur la bande en fréquence 500 – 900 Hz. Les points sont distribués en deux amas distincts : le premier est constitué des kHz QPO jumeaux dont la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ est comprise entre 500 Hz et 560 Hz et le second des kHz QPO jumeaux dont la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ est comprise entre 670 Hz et 880 Hz. Entre ces deux amas, on détecte un seul kHz QPO jumeaux. On a donc un intervalle de fréquence de ~ 100 Hz de large où l'on détecte peu de kHz QPO. Cet intervalle correspond à la fenêtre [880 Hz ; 965 Hz] pour la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$. Conséquence de cette distribution en fréquence non homogène des kHz QPO jumeaux, la distribution des rapports en fréquence est piquée autour de $4/3$. Cette concentration des détections autour du rapport $4/3$ est clairement inconsistante avec une distribution piquée à $3/2$ (partie droite de la figure 1 de la publication).

Dans 94 segments d'observations, nous avons détecté un kHz QPO seul. Dans la suite, ces kHz QPO sont appelés kHz QPO solitaires. En étudiant la dépendance des paramètres de ces kHz QPO en fonction de la fréquence, ces kHz QPO solitaires ont pu être identifiés. Une majorité de ces kHz QPO sont des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$.

L'analyse de la distribution en fréquence des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ solitaires, des $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ solitaires et des kHz QPO jumeaux a permis de montrer que :

- les distributions en fréquence des kHz QPO sont piquées autour de 800 Hz pour les $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et de 1050 Hz pour le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$, un résultat comparable à celui obtenu sur la distribution en fréquence des kHz QPO jumeaux
- la distribution des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ solitaires est significativement plus étendue vers les basses fréquences que celle des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ jumeaux
- seulement 5 $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ solitaires et 0 $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ solitaire sont détectés dans l'intervalle en fréquence de ~ 100 Hz où un déficit de kHz QPO jumeaux a été observé

La différence entre la distribution des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ solitaires et celle des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ jumeaux implique que la distribution des rapports de fréquences calculée à partir des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ solitaires (en calculant la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ en utilisant la droite de corrélation) est différente de la distribution des rapports de fréquences calculée à partir des kHz QPO jumeaux. Ce point a déjà été mentionné par Török et al. (2008) pour la source 4U 1636-536.

Enfin, la mesure des paramètres des kHz QPO a permis d'étudier la variation de la significativité statistique avec la fréquence, en particulier sur l'intervalle [880 Hz ; 965 Hz] où un seul $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est détecté. En interpolant linéairement les valeurs de l'amplitude RMS et de la largeur du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ avant et après la bande [880 Hz ; 965 Hz], nous avons évalué la significativité statistique dans l'intervalle à partir de la formule 1.22. Cette approximation montre que, si les paramètres des kHz QPO suivent la droite d'interpolation dans l'intervalle [880 Hz ; 965 Hz], alors on possède une sensibilité suffisante pour les détecter. Sous cette hypothèse, la significativité statistique n'atteint pas un minimum dans l'intervalle [880 Hz ; 965 Hz]. Ainsi, si on ne détecte pas de kHz QPO sur cet intervalle, cela signifie que : soit il y a peu de $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ excités à ces fréquences, soit les paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ ne suivent pas la droite de corrélation. Il semble qu'il y ait une augmentation de la largeur du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ dans cet intervalle.

La significativité statistique du kHz QPO dépendant également du taux de comptage, nous avons vérifié que le déficit de kHz QPO n'était pas produit par un échantillonnage incomplet ou biaisé de la source.

4.2 Publication 2



Available online at www.sciencedirect.com



New Astronomy Reviews 51 (2008) 835–840

New Astronomy
Reviews

www.elsevier.com/locate/newastrev

Frequency ratio of twin kHz quasi-periodic oscillations: The case of 4U1820-303

Didier Barret*, Martin Boutelier

*Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, Centre National de la Recherche Scientifique, Observatoire Midi-Pyrénées, Université Paul Sabatier,
9 Avenue du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France*

Available online 18 March 2008

Abstract

By analyzing all archival Rossi X-ray timing explorer (RXTE) data of the neutron star low mass X-ray binary 4U1820-303, we investigate the detectability of simultaneous twin kHz quasi-periodic oscillations (QPOs) as a function of their frequency, width and root mean squared (RMS) amplitudes. In a blind search over the whole data set (spanning over about 10 years), we show that in continuous time intervals (2000–3000 s), twin QPOs are preferentially detected over narrow range of frequencies (~100 Hz wide), leading to a clustering in the distribution of frequency ratios, and a gap around the point (600,900) Hz in the correlation line that links the upper QPO frequency to the lower QPO frequency. A deficit of lower QPOs around 600 Hz had already been noticed by Belloni et al. [Belloni, T., Méndez, M., Homan, J., 2005. *A&A* 437, 209], it is now confirmed using a much larger data set. We show that the lack of twin QPOs within the gap is not due to a lack of sensitivity for QPO detection, if the parameters of the QPOs (RMS and width) can be interpolated within the gap, using values measured before and after. Since as previously noticed, the gap cannot be attributed to an incomplete sampling of the source states, it thus implies a sudden change of the QPO properties within the gap, either a loss of coherence or an amplitude decrease, or alternatively, that there may be forbidden frequencies in this system.

© 2008 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

When detected in pairs, the frequency of the upper kHz QPO is correlated to the frequency of the lower kHz QPO (see van der Klis et al., 2006 for a review). This correlation is generally approximated to first order by a linear function (see however Zhang et al., 2006). At the same time, when defined as features with quality factors ($Q = \nu/\Delta\nu$, ν : QPO frequency, $\Delta\nu$: full width at half maximum estimated from a Lorentzian fit) larger than 2-5, it has been shown that kHz QPOs are bounded in frequency. This is the case for the lower QPO, whose quality factor starts increasing from about 500 Hz, reaching a maximum between 750 and 850 Hz and then sharply decreasing afterwards. For the upper kHz QPO, its quality factor increases steadily with frequency, rising from about 500 Hz, and reaching

maximum values at its high frequency end (the maximum value reached is smaller than for the lower kHz QPOs, typically around 50 as opposed to 200 for the lower kHz QPO). The RMS amplitude of the QPOs is another parameter, which varies over the range of detection of QPO pairs (Méndez et al., 2001). The lower kHz QPO RMS increases slightly at low frequency, reaches a plateau, and then decreases more or less at the same time the quality factor drops. On the other hand, the RMS of the upper kHz QPO tends to decrease steadily with frequency (see Di Salvo et al., 2003, 2005 for the case of 4U1636-536 and Barret et al., 2006 for five more systems). In this paper, we investigate how the dependence of the QPO quality factor (or width) and RMS amplitude of kHz QPOs with frequency influences their detectability in continuous time intervals, hence affects the measured distribution of frequency ratios. This is an important issue, because distributions of frequency ratios of simultaneous twin QPOs have been shown to be peaked around small integer ratios, e.g.

* Corresponding author. Tel.: +33 5 6155 8371; fax: +33 5 6155 8563.
E-mail address: Didier.Barret@cesr.fr (D. Barret).

3:2 in the case of Sco X-1, Abramowicz et al. (2003) and 4U1636-536 by Torok et al. (submitted for publication) (but see discussion in Belloni et al., 2007). The clustering of frequency ratios around small integer ratios, in particular around 3:2 as observed also in several black hole systems has been used as evidence for preferred frequencies in those systems (Abramowicz et al., 2003), consistent with resonance based QPO models proposed by Abramowicz and Kluźniak (2001). However, difficulties with such models based on a single 3:2 resonance when applied to a wide sample of sources have been discussed in Belloni et al. (2007), Barret et al. (2008).

For the purpose of this paper, we consider the neutron star low mas X-ray binary 4U1820-303, which is one of the most productive source of simultaneous twin kHz QPOs. kHz QPOs from 4U1820-303 have been previously reported in Smale et al. (1997), Zhang et al. (1998), Kaaret et al. (1999), Bloser et al. (2000), Méndez (2002) and Altamirano et al. (2005). In the following section, we describe our analysis scheme, before presenting our main results.

2. Observation and data analysis

We have thus retrieved all science event files from the RXTE archives up to August 2006. The files are identified with their observation identifier (ObsID) following the RXTE convention. An ObsID identifies a temporally contiguous collection of data from a single pointing, which is the basic segment of data for this analysis. Data gaps have been removed and ObsIDs shorter than 600 s are not considered. This yields a total of 446 good ObsIDs. For each file identified with its ObsID, we have computed Leahy normalized Fourier power density spectra (PDS) between

1 and 2048 Hz with a 1 Hz resolution, using photons with energy between 2 and 40 keV. The mean duration of the ObsIDs (T_{ObsID}) range typically from 2000 to 3500 s. This is the integration time needed to detect upper QPOs in a significant number of ObsIDs. kHz QPOs are searched for between 500 Hz (below this value the quality factor decreases below 2) and 1200 Hz (which is close to but above the highest upper QPO frequency reported from this source), and fitted with Lorentzians of three parameters: amplitude, frequency and FWHM. All errors are computed as $\chi^2 + 1$ for variation of one single parameter. Single trial significances are computed as the ratio of the QPO amplitude and its error.

2.1. Simultaneous twin kHz QPOs

We have detected twin QPOs in 66 ObsIDs above 2σ for a mean integration time of the PDS of $T_{\text{ObsID}} \sim 2500$ s. The ν_{upper} versus ν_{lower} relationship fitted by a linear function is shown in Fig. 1. Clearly for 4U1820-30, it is mostly the upper part of the linear curve that is populated by the data. There seems to be two distinct clusters of points, and a lack of twin QPOs in between when the lower QPO is between ~ 560 and ~ 670 Hz, corresponding to the upper QPO being in a window between ~ 880 and ~ 965 Hz on the correlation line. The gap is represented in Fig. 1 as a box (its exact boundaries have been defined from the nearby frequencies around the isolated point at $\nu_{\text{low}} \sim 600$ Hz; it is 106 Hz wide). There are 15 frequencies between 530 and 740 Hz (where the main cluster starts). We have estimated through simulations that the probability of having only one lower QPO in a gap of ~ 106 Hz width, located anywhere between 530 and 740 Hz, from a randomly distributed set of 15

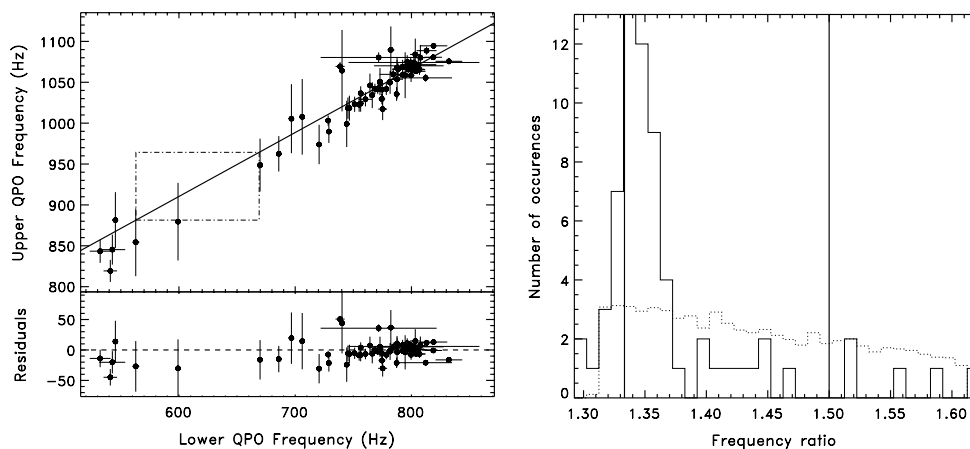


Fig. 1. (Left) ν_{upper} versus ν_{lower} relationship fitted by a linear function: $\nu_{\text{upper}} = a \times \nu_{\text{lower}} + b$, $a = 0.78 \pm 0.05$ and $b = 441 \pm 37$, consistent with previous findings, (e.g. Belloni et al., 2005). The box with the dot-dashed line delimits the gaps in the lower and upper QPO frequencies (its exact boundaries have been defined from the nearby frequencies around the isolated point at $\nu_{\text{low}} \sim 600$ Hz; it is 106 Hz wide). (Right) Histogram of frequency ratios for the 66 twin QPOs, together with what would be expected if the frequencies were uniformly distributed along the linear relation shown in this figure (average of 100 simulations). Clearly, the observed distribution of ratios is more peaked than the one produced by the simulations. Dot-dot-dashed lines indicate the 4/3 and 3/2 ratios.

frequencies in the range $\sim 530\text{--}740$ Hz was about $\sim 5.0 \times 10^{-3}$. The latter probability is sensitive to the frequency range considered, or equivalently to the number of random frequencies generated. Decreasing the upper end of the frequency range from 740 to 730 Hz, the number of random frequencies decreases from 15 to 13 and the probability increases up to $\sim 9 \times 10^{-3}$. Note however that by decreasing the QPO significance threshold to 1.5σ adds 12 more pairs along the correlation line. Some of those QPOs may be spurious, but beside being along the correlation line, they have fitted parameters (FWHM and RMS) consistent with those of QPOs of significance larger than 2.0σ . This would bring the total of twin QPOs to 23 between 530 and 740 Hz, adding only one additional pair within the gap. Repeating the same simulations as above with 23 frequencies yields the probability of having a gap of 106 Hz and only two frequencies inside down to $\sim 5 \times 10^{-4}$. This relatively low chance probability gives us confidence that the gap is real. A deficit of lower kHz QPOs around 600 Hz had already been noticed by Belloni et al. (2005), based on a reduced data set, covering only from October 1996 to March 1999.

Our sample of twin QPOs corresponds to a peaked distribution of ratios, as shown on the right hand side of Fig. 1. For comparison, the histogram of ratios, as expected if the linear relation were uniformly sampled is shown on the same plot (note however that there is no reason for the frequency distribution to be uniform). Clearly, as a result of the clustering of lower QPO frequencies around 800 Hz, the distribution of ratios is much more peaked in the data than in the simulations. The peak of the distribution is found around $4/3$ (although we cannot say whether it is actually $4/3$ or any numbers close to this value), and clearly inconsistent with a peak at the theoret-

ically predicted $3/2$ ratio found other sources (e.g. Torok et al., submitted for publication). The implications of this result will be discussed in a forthcoming paper (Barret and Boutelier, in preparation).

2.2. Identification of single QPOs

It is also worth looking at those ObsIDs in which only one QPO was detected above 2σ . We detect a single QPO in 64 ObsIDs, and in 30 ObsIDs, two QPOs were fitted but only one of the two turned out to have a significance larger than 2σ . The RMS amplitudes and FWHM of all QPOs detected is shown in Fig. 2. Note that the FWHM so measured is not corrected for the frequency drift of the QPOs within the ObsIDs (this will introduce some scattering). Despite this, the previously observed trends, namely the increase of the FWHM of the lower QPO at its higher frequencies and the decrease of the FWHM of the upper at its higher frequencies are clearly visible. Similarly, the RMS amplitudes of the lower QPOs increases, saturates and drops after ~ 750 Hz. As for the upper QPOs, its amplitude seems to decrease steadily with frequency (see blue arrow in Fig. 2). From these two plots, it is possible to identify most single QPOs as lower or upper QPOs, based on their location (this can be done for 91 out of 94 single QPOs). While it is worth stressing that most single QPOs are lower QPOs (filled black squares with green error bars in Fig. 2), the ones with the larger RMS and larger widths below 800 Hz are likely upper QPOs, as are the ones with frequencies above 900 Hz (filled black circles with green error bars in Fig. 2).

In Fig. 3, we plot the histograms of the frequency of the lower, likely lower, upper and likely upper QPO frequencies. The two histograms are peaked as expected from the

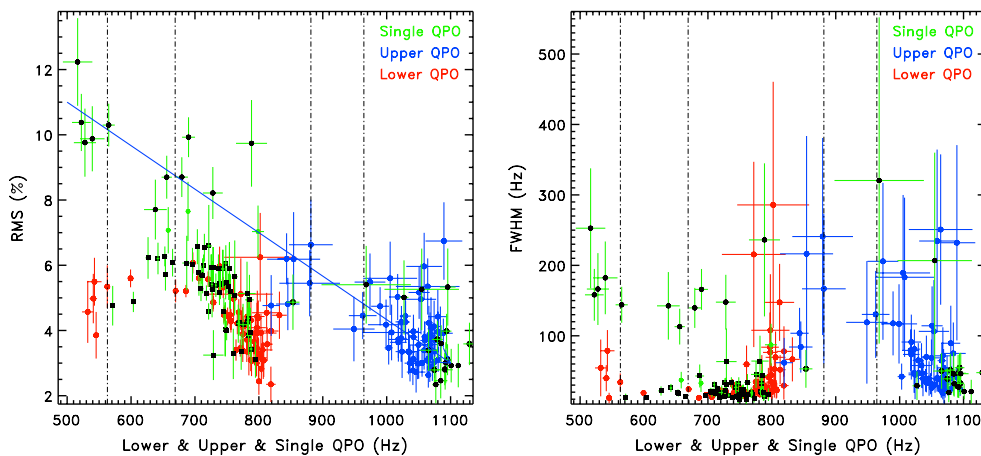


Fig. 2. (Left) RMS amplitudes of lower and upper QPOs, in red and blue filled circles, respectively (green filled circles are single QPOs). (Right) FWHM of lower and upper QPOs, in red and blue filled circles, respectively. The filled black circles with green error bars are single QPOs, identified as likely upper QPOs, based on their large RMS amplitudes and widths (similarly the likely lower QPOs are shown with filled black squares with green error bars). The gap identified in Fig. 1 is now represented with dot-dashed vertical lines. The blue arrow indicates how the RMS amplitude of the upper QPO vary with frequency. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

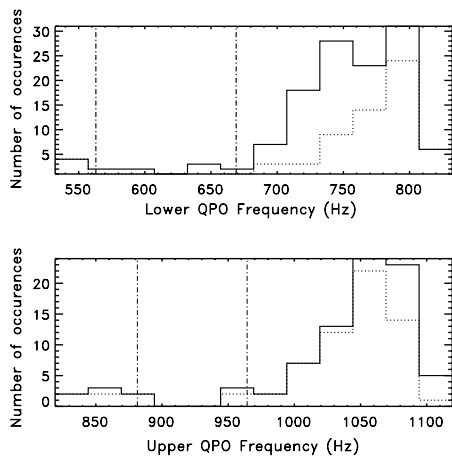


Fig. 3. (Top) Histogram of lower (solid line) and likely lower (dashed line) QPO frequencies. (Bottom) Same but for the upper and likely upper QPO frequencies. Single QPOs are identified as likely lower or upper based on their location in the two plots of Fig. 2.

clustering of twin QPOs shown in Fig. 1. The most noticeable feature is that the distribution of all lower QPOs, when including single lower QPOs, shows significantly more spread towards lower frequencies (between 700 and 750 Hz). As pointed out by Torok et al. (submitted for publication), this means that the distribution of ratios computed from the single lower QPO frequencies, estimating the upper QPO frequencies from the correlation line as in Fig. 1 will differ from the distribution of ratios of simultaneous twin QPOs. Finally, it is worth noting that only 5 likely lower QPOs and no likely upper QPOs fell in the frequency gap as defined above.

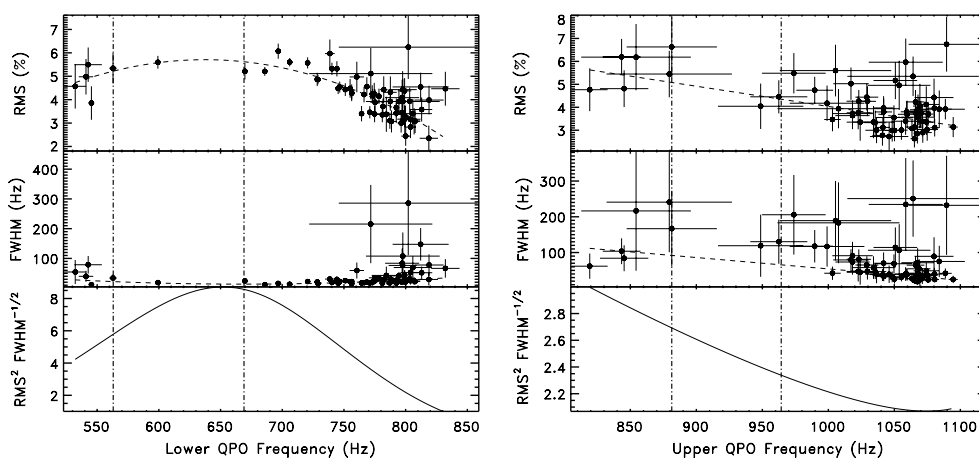


Fig. 4. (Top left) The RMS against frequency for the lower QPOs and its best linear fit. (Middle left) The FWHM against frequency for the lower QPO and its best linear fit. (Bottom left) The product of the best fitted values of $\text{RMS}^2 \times \text{FWHM}^{-1/2}$. The sensitivity for detecting the lower QPO decreases first with the RMS, reaches of a plateau and possibly increases slightly. The frequency gap as identified in Fig. 1 for lower QPOs is shown as vertical lines. (Right) The same plots for the upper QPOs.

Looking at Fig. 2, another remarkable feature is that close to the gap, the FWHM of the upper QPOs appears not very well constrained (large error bars), and there may even be some evidence that it increases. On the contrary, the RMS amplitude of the upper QPO seems to decrease steadily, even across the gap.

2.3. The gap and the QPO detection sensitivity

Having measured the QPO parameters, it is now possible to evaluate how the QPO detection sensitivity varies across the gap. The significance of a QPO is a function of three parameters, the total source count rate (C), the RMS amplitude and its FWHM, scaling as $s_{\text{QPO}} = C \times \text{RMS}^2 \times \text{FWHM}^{-1/2}$. s_{QPO} further depends on the integration time of the PDS (T_{ObsID}) and C obviously depends on the number of PCU units active within the ObsID (N_{PCUs}). The latter is not constant throughout all the ObsIDs considered. We assume that both T_{ObsID} and N_{PCUs} do not depend on frequency, and for C we use the 2–40 keV normalized count rate per PCU.

In the following, we consider only securely identified twin QPOs (66 in total), although including the likely lower or upper QPOs strengthens the conclusions derived below. To evaluate s_{QPO} across the gap, as a function of frequency, we fit the RMS and FWHM measured values shown in Fig. 2 with either a linear function or a parabola (linear function for the RMS and FWHM of the upper QPOs, and a parabola for the RMS and FWHM of the lower QPOs). This provides a rough approximation of their behavior with frequency, although the curvature of the FWHM of the lower QPOs at low and high frequency may not be completely accounted for with such simple function. The lower and upper QPO parameters with their approximated frequency dependence are shown in Fig. 4.

For the count rate, the situation is a bit more complex, because there is not a one-to-one relationship between count rate and frequency. This being said, it remains true that on average larger count rates correspond to larger frequencies. Although we could use the observed count rates, in order to get the functional form of s_{QPO} with frequency, we approximate again the count rate dependence with frequency with a linear function as shown in Fig. 5. From this, we can compute s_{QPO} as a function of frequency for both the lower and upper QPOs. This is shown in Fig. 6. This figure shows that for both QPOs, if the properties of the QPOs can be interpolated within the gap, using values measured before and after, then the lack of QPOs is not due to a lack of sensitivity, because this is clearly not where s_{QPO} is the lowest. Similarly, plotting the same quantity against the frequency ratio indicates that at the peak of the ratio distribution, s_{QPO} for the lower and upper QPOs are not the highest (the peak of sensitivity is instead around 1.45–1.50).

2.4. Source state sampling

As mentioned above, the deficit of lower QPOs around 600 Hz had already been noticed and demonstrated not to be due to an incomplete source state sampling (Belloni et al., 2005). The data set used here extends over the one used in Belloni et al. (2005), being an extended combination of several independent campaigns of observations, and the gap is still present. It is therefore even more unlikely that the gap in QPO frequencies results from a selection bias.

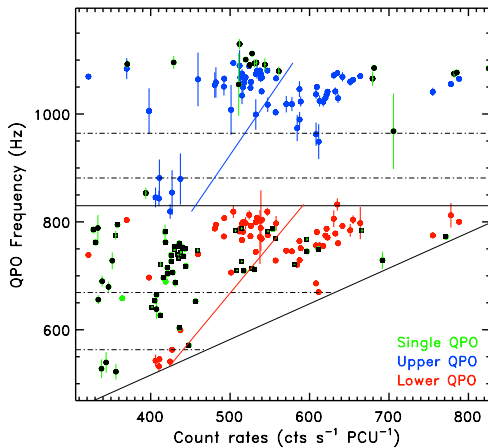


Fig. 5. (Top) Normalized count rate versus frequency for all detected QPOs (lower and upper QPOs are shown in red and blue filled circles, green filled circles are single QPOs). The red and blue lines are very rough approximations of the count rate dependence of the lower and upper QPOs, respectively. The black filled circles with green error bars are likely upper QPOs as identified from Fig. 2 (similarly the likely lower QPOs are shown with filled squares with green error bars). The frequency gaps as identified in Fig. 1 for the lower and upper QPOs are shown as horizontal lines. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

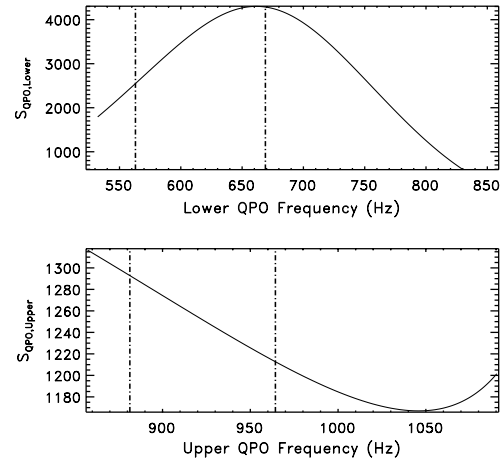


Fig. 6. (Top) The best fitted s_{QPO} for the lower and the upper QPOs, showing that the lack of QPOs cannot be due to a lack of sensitivity, provided that the QPO properties can be interpolated from values before and after the gap. The frequency gaps as identified in Fig. 1 for the lower and upper QPOs are shown as vertical lines.

As a safety check, looking at Fig. 5, it is possible to evaluate in which count rate range, one would expect QPOs in the gap. Indeed, in those diagrams, only the lower left is generally filled up, consistent with the idea that larger count rates correspond on average to larger frequencies (note that by itself, this means that the conditions to produce a 800 Hz lower twin QPO in 4U1820-303 are fulfilled over a wider range of count rates than at lower frequencies, see also 4U1636-536). Delimiting the region where the source can stay (see triangle in Fig. 5), the gap of ~ 110 Hz width, as identified in Fig. 1 corresponds to a count rate range between ~ 300 and ~ 630 cts/s/PCU. Off the 446 good ObsIDs, the source was observed for 600 ks in that count rate range. Taking an interval of 110 Hz, just above the gap, the count rate range increases up to 750 cts/s/PCU, increasing the observation time to ~ 790 ks, or about one third more than in the gap interval. There are 16 lower QPO detections in the latter interval, against only 1 in the gap. From this very crude calculation, it clearly appears that the gap cannot be attributed to an incomplete sampling of the source count rates. We have also verified that N_{PCUs} and T_{ObsID} within the gap are fully comparable with the ones in the interval above the gap.

3. Conclusions

We have analyzed in an homogenous way all archival RXTE data from the neutron star low mass X-ray binary 4U1820-303, searching for high frequency QPOs over continuous time interval of typical durations between 2000 and 3000 s, without any a-priori selection of the observations. This PDS integration time is required for a simultaneous detection of both QPOs in a large number of ObsIDs. From this, we have found that twin QPOs are predomi-

nantly detected over a narrow range of frequency (100 Hz wide), corresponding to a peaked distribution of frequency ratios, and a gap in the correlation line between the upper and lower QPO frequencies. Provided that the QPO properties can be interpolated from values before and after the gap, we have shown that the gap is not due to a lack of sensitivity for QPO detections and cannot be attributed to an incomplete sampling of the source states. This clearly implies that something happens within the gap. Although we cannot exclude that the QPO amplitude decreases sharply or its coherence decreases rapidly (to make them undetectable in our procedure), our results may instead suggest that there are forbidden frequencies in this system (or frequencies more difficult to get compared than others, or equivalently preferred frequencies). Although, similar findings have already been claimed for a different system (4U1636-536, [Torok et al., submitted for publication](#)), the analysis described here must be performed on different sources before firm conclusions can be drawn and their theoretical implications assessed. This will be achieved first for sources which may have already an identified gap in twin QPO frequencies (e.g. 4U1735-44, [Barret et al., 2006](#)).

Acknowledgments

We are grateful to M. Abramowicz, M. Bursa, W. Kluzniak, M. Mendez, M. C. Miller, G. Török, for very intense and fruitful discussions along the preparation of this paper. We also thank T. Belloni for comments on an earlier version of the paper. On the occasion of his 65th birthday, I (D.B.) would like to express my most sincere thanks to Jean Pierre Lasota for his continuous support since the beginning of my career, and wish him the very best for the years to come: Jean-Pierre has not only been a great colleague, but more than that, a great friend whom I have always known I could rely on. Finally, I am very grateful to

Marek Abramowicz for his hospitality during the conference, but also for having made this very special event happen in excellent conditions.

References

- Abramowicz, M.A., Kluzniak, W., 2001. *A&A* 374, L19.
 Abramowicz, M.A., Bulik, T., Bursa, M., Kluzniak, W., 2003. *A&A* 404, L21.
 Altamirano, D., van der Klis, M., Méndez, M., Migliari, S., Jonker, P.G., Tiengo, A., Zhang, W., 2005. *ApJ* 633, 358.
 Barret, D., Boutelier, M., in preparation. *MNRAS*.
 Barret, D., Olive, J.-F., Miller, M.C., 2005. *MNRAS* 361, 855.
 Barret, D., Olive, J.-F., Miller, M.C., 2006. *MNRAS* 370, 1140.
 Barret, D., Boutelier, M., Miller, M.C., 2008. *MNRAS* 384, 1519.
 Belloni, T., Méndez, M., Homan, J., 2005. *A&A* 437, 209.
 Belloni, T., Homan, J., Motta, S., Ratti, E., Méndez, M., 2007. *MNRAS* 379, 247.
 Belloni, T., Méndez, M., Homan, J., 2007. *MNRAS* 376, 1133.
 Bloser, P.F., Grindlay, J.E., Kaaret, P., Zhang, W., Smale, A.P., Barret, D., 2000. *ApJ* 542, 1000.
 Di Salvo, T., Méndez, M., van der Klis, M., 2003. *A&A* 406, 177.
 Kaaret, P., Piraino, S., Bloser, P.F., Ford, E.C., Grindlay, J.E., Santangelo, A., Smale, A.P., Zhang, W., 1999. *ApJL* 520, L37.
 Méndez, M., 2002. In: Gurzadyan, Vahe G., Jantzen, Robert T., Ruffini, Remo (Eds.), *The Ninth Marcel Grossmann Meeting. Proceedings of the MGIXMM Meeting Held at The University of Rome "La Sapienza", 2–8 July 2000*, in 3 volumes, Part C. World Scientific Publishing, Singapore, pp. 2319–2320, arXiv:astro-ph/0207278.
 Méndez, M., van der Klis, M., Ford, E.C., 2001. *ApJ* 561, 1016.
 Smale, A.P., Zhang, W., White, N.E., 1997. *ApJL* 483, L119.
 Torok, G., Abramowicz, M.A., Bakala, P., Bursa, M., Horak, J., Kluzniak, W., Rebusco, P., Stuchlik, Z., submitted for publication. *AcA*, ArXiv e-prints, 802, arXiv:0802.4070.
 van der Klis, M., 2006. In: Lewin, Walter, van der Klis, Michiel (Eds.), *Compact Stellar X-ray Sources*, . In: Cambridge Astrophysics Series, vol. 39. Cambridge University Press, Cambridge, UK, p. 39.
 Zhang, W., Smale, A.P., Strohmayer, T.E., Swank, J.H., 1998. *ApJL* 500, L171.
 Zhang, C.M., Yin, H.X., Zhao, Y.H., Zhang, F., Song, L.M., 2006. *MNRAS* 366, 1373.

4.3 Compléments

Dans l'analyse publiée, nous n'avons pas utilisé la méthode de correction de la dérive en fréquence associée à celle de shift-and-add pour reconstruire les paramètres des kHz QPO. Nous n'avons pas combiné plusieurs segments d'observations pour augmenter le rapport signal sur bruit et détecter des $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ potentiels dans l'intervalle [880 Hz ; 965 Hz]. Dans cette source, une majorité des kHz QPO n'a pas une significativité statistique très élevée. Les méthodes de reconstruction de l'évolution temporelle de la fréquence dont nous disposions alors ne permettaient pas de corriger la dérive en fréquence dans un nombre suffisant d'observations. Nous n'avons pas pu obtenir les relations FWHM- ν et RMS- ν échantillonnées sur une bande en fréquence représentative. En utilisant les dernières méthodes de traitement, nous avons analysé à nouveau cette source pour :

- reconstruire les relations $Q-\nu$ et RMS- ν échantillonnées pour déterminer l'évolution des paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ sur l'intervalle [880 Hz ; 965 Hz]
- décrire la dépendance de la significativité statistique des kHz QPO avec la fréquence en particulier sur l'intervalle [880 Hz ; 965 Hz]

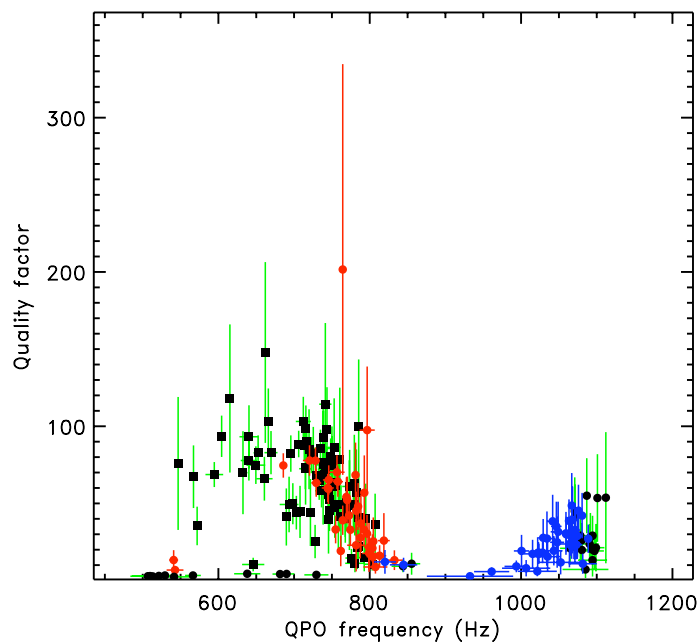


FIGURE 4.1 – Facteur de qualité pour le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ en cercles plein respectivement rouges et bleus. Les cercles pleins noirs avec des barres d'erreurs vertes sont les kHz QPO détectés seuls et identifiés comme étant des $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ à partir de leurs paramètres (RMS et FWHM élevés). Les carrés noirs avec des barres d'erreurs vertes sont les kHz QPO détectés seuls et identifiés comme étant des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$. La dérive en fréquence est corrigée pour toutes les observations où cela était possible. La montée puis la chute du facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ à partir de ~ 700 Hz est nettement visible.

Pour ce faire, nous avons reconstruit l'évolution temporelle de la fréquence pour toutes les observations où le kHz QPO est suffisamment fort pour être détecté en utilisant un temps d'intégration court (~ 256 s). Nous avons ensuite calculé le facteur de qualité et l'amplitude RMS pour chaque observation en utilisant la méthode de shift-and-add. Le facteur de qualité des observations ainsi corrigées est présenté sur la figure 4.1.

Les tendances précédemment identifiées sans correction de la dérive en fréquence sont confirmées par cette nouvelle analyse. On observe une augmentation du facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ avec la fréquence jusqu'à une valeur maximale autour de $Q \sim 150$ puis une chute de ce facteur de qualité. Ceci étend les résultats obtenus par Barret et al. (2006) à un échantillon de données plus important.

Nous avons ensuite construit les relations $\text{FWHM}-\nu$ et $\text{RMS}-\nu$ échantillonnées en utilisant un pas de 40 Hz. La relation $\text{FWHM}-\nu$ est représentée sur la figure 4.2.

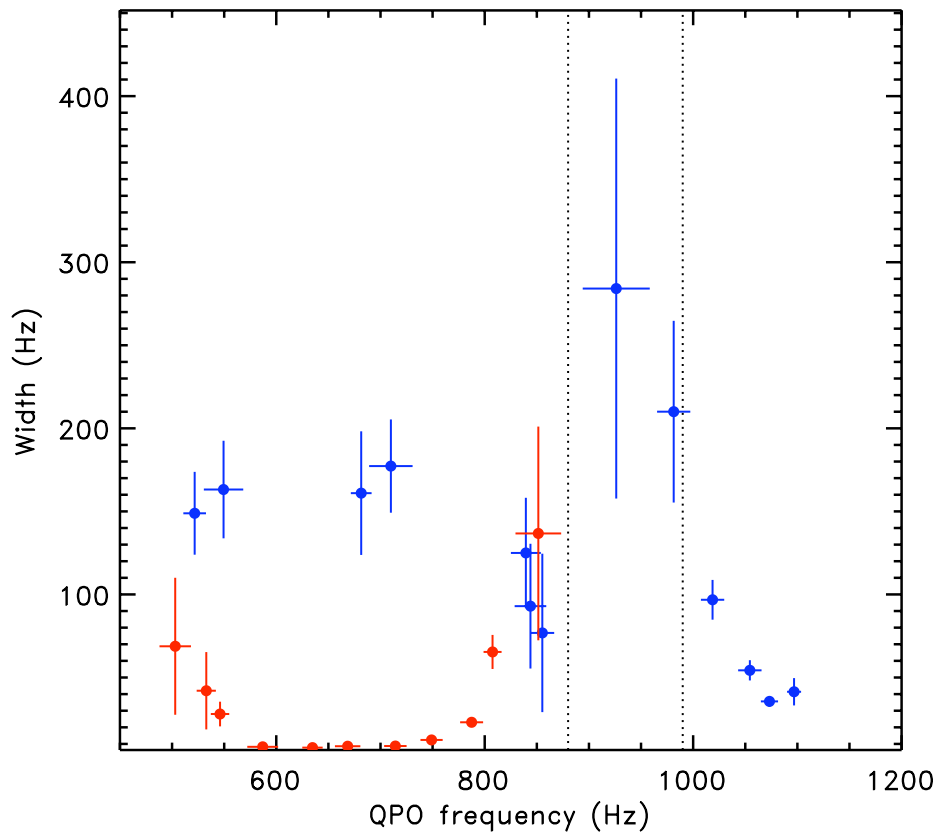


FIGURE 4.2 – FWHM des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ (en rouge) et des $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ (en bleu) en fonction de la fréquence pour la source 4U 1820-303. Pour chaque intervalle de fréquence de 40 Hz, on regroupe en utilisant la technique du shift-and-add tous les segments élémentaires dont la fréquence instantanée est comprise dans l'intervalle. La largeur du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ semble augmenter dans l'intervalle [880 Hz, 990 Hz] impliquant une baisse de la significativité statistique. Ce changement des paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ dans cet intervalle est probablement dû à un effet physique dans le disque d'accrétion.

La combinaison de plusieurs segments d'observation contenant un $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ dont la fréquence est comprise entre 560 Hz et 670 Hz en utilisant la technique de shift-and-add a permis la détection du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ dans l'intervalle [880 Hz ; 965 Hz]. Sur cet intervalle, la valeur de la largeur est beaucoup plus élevée ($\sim 250 - 300$) que les valeurs juste avant et juste après l'intervalle ($\sim 80 - 100$).

De plus, pour chaque intervalle de fréquence, nous avons mesuré la significativité statistique des deux excès les plus significatifs que nous avons normalisé à un temps d'intégration de 3000 s. Son évolution avec la fréquence est représentée sur la figure 4.3.

Cette figure montre que :

- la significativité statistique des deux kHz QPO dépend clairement de la fréquence. C'est une conséquence des relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$

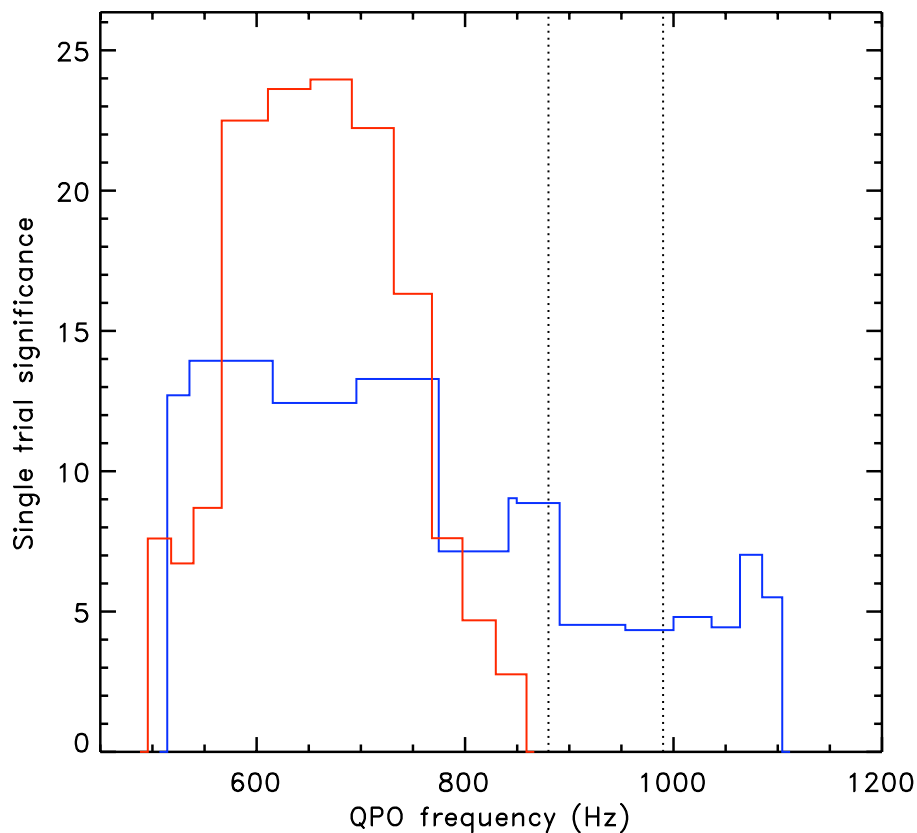


FIGURE 4.3 – Significativité statistique des excès détectés en fonction de la fréquence pour la source 4U 1820-303. Pour chaque intervalle de fréquence de 40 Hz, on regroupe en utilisant la technique du shift-and-add tous les segments élémentaires dont la fréquence instantanée est comprise dans l'intervalle. On normalise cette significativité statistique par rapport à un temps d'intégration de 3000 s (durée moyenne d'une observation de RXTE) et au nombre de PCU moyen pour toutes les observations. Dans l'intervalle [880 Hz, 990 Hz], la significativité statistique du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est minimale rendant difficile sa détection sur la durée d'une observation.

- sur l'intervalle [880 Hz ; 965 Hz], la significativité statistique du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ atteint un minimum

Ce complément d'étude a permis de mettre en évidence la dépendance en fréquence de la significativité statistique des kHz QPO. Si le temps d'intégration est limité comme c'est le cas dans les segments d'observation de RXTE, on ne peut pas détecter les kHz QPO avec ce temps d'intégration sur toute la bande en fréquence. Il existe des intervalles de fréquence où la significativité statistique est minimale et nécessitent un temps d'intégration plus important pour détecter un kHz QPO au dessus du seuil de détection. Pour la source 4U 1820-303, il semble que ce soit la largeur du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ qui soit responsable de ce minimum de significativité statistique.

4.4 Conclusions

L'analyse de la source 4U 1820-303 montre que les kHz QPO jumeaux sont détectés préférentiellement dans un intervalle de fréquence étroit (100 Hz de large) pour des temps d'intégrations variant de 2000 à 3000 s. Cette répartition inhomogène des détections conduit à une distribution piquée des rapports en fréquence autour de 4/3 et à un déficit de détection de $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ dans l'intervalle [880 Hz, 965 Hz]. Une étude complémentaire de la source montre la variation de la significativité statistique des kHz QPO avec la fréquence. Cette variation, conséquence directe de la dépendance des paramètres des kHz QPO avec la fréquence, est responsable de la distribution non homogène des fréquences. En particulier, la significativité statistique du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ atteint un minimum sur l'intervalle [880 Hz, 965 Hz]. Ce minimum est produit par une variation brutale des paramètres des kHz QPO et plus précisément par une augmentation de la largeur. Nous n'avons pas mesuré de variations similaires dans les paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$.

Ce résultat montre qu'il existe des intervalles en fréquence où le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est difficilement détectable quand le temps d'intégration est limité à la durée du segment d'observation. Si le temps d'intégration est fixé, la distribution des rapports de fréquences calculée à partir du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et en déterminant la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ associé en utilisant la droite de corrélation n'est pas représentative de la distribution des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux. 4U 1820-303 est le premier système pour lequel on montre une augmentation de la largeur du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ sur une bande de ~ 100 Hz. Avant d'interpréter ces résultats et d'en tirer des conclusions sur les modèles, il est nécessaire d'appliquer cette analyse à d'autres sources pour étudier la variation des paramètres des kHz QPO et leur influence sur la distribution des rapports de fréquences.

Chapitre 5

La source 4U 0614+09 et la chute de cohérence

5.1 Résumé de la publication

Contexte scientifique de la publication

L'analyse des données de la source 4U 0614+09 (Ford et al., 1997; van Straaten et al., 2000, 2002; Barret et al., 2006; Méndez, 2006) montre que les kHz QPO de cette source ont des propriétés particulièrement intéressantes. Premièrement, de toutes les sources étudiées jusqu'à présent, 4U 0614+09 détient le record absolu de fréquence la plus élevée pour un $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ à 1330 Hz (van Straaten et al., 2000). Dans les autres sources, la fréquence maximale est plutôt autour de 1200 Hz (la deuxième fréquence la plus élevée est à ~ 1260 Hz pour la source 1A 1246-588, Jonker et al., 2007). Si la fréquence à 1330 Hz est orbitale, alors elle pose des contraintes fortes sur la masse et le rayon de l'étoile à neutrons (voir section 1.3.2).

Deuxièmement, lors de l'étude faite par Barret et al. (2006), la source 4U 0614+09 est la seule des 6 sources étudiées où la chute de cohérence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ n'a pas été mise en évidence. En utilisant les données d'archives acquises entre le début de l'année 1996 et la fin de l'année 2004, seule la partie croissante de la relation $Q - \nu$ a pu être mise en évidence. Si la chute de cohérence est liée à l'approche par la région oscillante de la dernière orbite stable, alors elle doit être vue pour toutes les sources. Si cette chute n'était pas mise en évidence dans 4U 0614+09, cela affaiblirait l'interprétation qui associe ce phénomène à un effet de métrique. 4U 0614+09 est la seule source étudiée à ce jour qui n'a pas montré cette chute de cohérence. L'augmentation du nombre d'observations dans l'archive publique combinée à de nouvelles méthodes de détection des kHz QPO offre une nouvelle opportunité d'étudier la cohérence des kHz QPO et de chercher la chute de cohérence vue dans les autres sources.

Troisièmement, Strohmayer et al. (2008) a mesuré des oscillations cohérentes à 414 Hz

pendant un sursaut à l'aide de l'instrument BAT (*Burst Alert Telescope*) à bord de SWIFT. Cette fréquence, généralement associée à la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons ν_{spin} , est à comparer à la séparation en fréquence $\Delta\nu = 320$ Hz entre les kHz QPO jumeaux mesurée par van Straaten et al. (2000). Le rapport $\Delta\nu/\nu_{\text{spin}}$ est très différent de 0.5 ou 1. Ce résultat suggère que le lien entre la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons et les kHz QPO n'est peut être pas aussi fort que certains modèles le suggèrent (voir section 1.3.2). Cependant, il existe une grande dispersion dans les résultats présentés par van Straaten et al. (2000) sur la séparation en fréquence. Il est nécessaire de confirmer ces résultats sur un jeu de données plus important.

Nous avons analysé toutes les données de la source 4U 0614+09 présentes dans l'archive RXTE pour :

- confirmer la détection du kHz QPO à très haute fréquence faite par van Straaten et al. (2000)
- étudier les propriétés des kHz QPO, particulièrement le facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et sa dépendance avec la fréquence
- étendre les résultats sur la séparation en fréquence entre les kHz QPO jumeaux à un ensemble de données plus important

Pour chaque observation de l'archive, nous avons construit des spectres de puissance entre 1 Hz et 2048 Hz sur 16 s normalisés selon Leahy et al. (1983) en utilisant les photons de la bande 2 keV - 40 keV (voir chapitre 2).

Principaux résultats

L'analyse des 763 observations présentes dans l'archive a permis de montrer que la fréquence maximale observée pour les kHz QPO de cette source est située autour de 1220 Hz. Aucun kHz QPO n'a été détecté à une fréquence comparable à celle rapportée par van Straaten et al. (2000). Le kHz QPO à 1330 Hz ayant une significativité statistique proche de notre seuil de détection, il se peut que celui-ci ait été éliminé par notre sélection. Nous avons donc répété l'analyse effectuée par van Straaten et al. (2000) sur l'observation concernée (figure 3 de la publication). La significativité statistique des excès trouvés autour de 1330 Hz étant trop faible pour assurer une détection de kHz QPO, nous avons conclu que le kHz QPO à 1330 Hz rapporté par van Straaten et al. (2000) est probablement un pic de bruit résultant d'effets statistiques.

Dans 210 observations, nous avons détecté un kHz QPO solitaire et dans 24 observations, nous avons détecté des kHz QPO jumeaux. Après avoir identifié la nature des kHz QPO détectés seuls à partir de leurs paramètres, nous avons échantillonné les relations $Q-\nu$ et $\text{RMS}-\nu$ avec un pas de 50 Hz en combinant les segments d'observation par la technique de shift-and-add (figure 4 de la publication). Le facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ augmente avec la fréquence jusqu'à une valeur maximale avant de chuter brutalement quand la fréquence dépasse ~ 700 Hz. L'amplitude RMS du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ augmente avec la fréquence jusqu'à un plateau avant de décroître quand la

fréquence dépasse ~ 700 Hz. Ces relations entre les paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et la fréquence sont tout à fait similaires à celles observées dans les autres sources. Pour la première fois, on observe la chute de cohérence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ dans la source 4U 0614+09.

Les relations entre les paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ et la fréquence sont également similaires à celles observées dans les autres sources : le facteur de qualité augmente avec la fréquence tandis que son RMS décroît. On observe cependant une particularité dans la relation entre l'amplitude RMS et la fréquence qui n'a pas été observée dans d'autres sources : l'amplitude RMS atteint un minimum autour de 1100 Hz, puis il augmente à nouveau jusqu'à un maximum à 1150 Hz avant de décroître à nouveau. C'est la première fois qu'on observe un tel changement dans la relation entre l'amplitude RMS et la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$.

Nous avons également étudié la séparation en fréquence dans les 24 observations où des kHz QPO jumeaux sont détectés simultanément (figure 5 de la publication). Bien que les incertitudes de mesure sur la séparation en fréquence soient élevées, celle-ci est correctement ajustée par une constante à 320 Hz, confirmant le résultat obtenu par van Straaten et al. (2000). Cette séparation en fréquence est très différente de la fréquence des oscillations mesurée dans le sursaut X par Strohmayer et al. (2008). De plus, cette séparation ne diminue pas à haute fréquence comme c'est le cas pour Scorpius X1 par exemple.

Enfin, nous avons étudié la distribution en fréquence des kHz QPO. Nous avons mis en évidence un intervalle de ~ 110 Hz de large entre 1020 Hz et 1130 Hz où un seul $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est détecté. Ce phénomène est semblable à celui observé dans la source 4U 1820-303 (Barret & Boutelier, 2008). L'amplitude RMS du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est minimale sur cet intervalle de fréquence et pourrait être responsable de l'absence de détection de $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ sur cet intervalle.

Nous n'avons pas observé de déficit de $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ dans l'intervalle situé 320 Hz plus bas. Ce résultat implique que la distribution des populations de $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ détectés seuls n'est pas représentative de la distribution des kHz QPO jumeaux. Par conséquent, il faut être prudent lors de l'interprétation de la distribution des rapports de fréquences des kHz QPO calculée à partir de la distribution des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ uniquement.

5.2 Publication 3

kHz quasi-periodic oscillations in the low-mass X-ray binary 4U 0614+09

Martin Boutelier,^{1,2*} Didier Barret^{1,2} and M. Coleman Miller³

¹Université de Toulouse (UPS), 9 av. du Colonel Roche, 31028 Toulouse Cedex 9, France

²Centre National de la Recherche Scientifique, Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, UMR 5187, 9 av. du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4, France

³Department of Astronomy and Maryland Astronomy Center for Theory and Computation, University of Maryland, College Park, MD 20742-2421, USA

Accepted 2009 July 20. Received 2009 July 18; in original form 2009 April 28

ABSTRACT

We report on a comprehensive analysis of the kilohertz (≥ 300 Hz) quasi-periodic oscillations (kHz QPOs) detected from the neutron star low-mass X-ray binary 4U 0614+09 with the Rossi X-ray Timing Explorer. With a much larger data set than previously analysed (all archival data from 1996 February up to 2007 October), we first investigate the reality of the 1330 Hz QPO reported by van-Straaten et al. This QPO would be of particular interest since it has the highest frequency reported for any source. A thorough analysis of the same observation fails to confirm the detection. On the other hand, over our extended data set, the highest QPO frequency we measure for the upper kHz QPO is at ~ 1224 Hz; a value which is fully consistent with the maximum values observed in similar systems. Secondly, we demonstrate that the frequency dependence of the quality factor ($Q = \nu/\Delta\nu$) and amplitude of the lower and upper kHz QPOs follow the systematic trends seen in similar systems. In particular, 4U 0614+09 shows a drop of the quality factor of the lower kHz QPO above ~ 700 Hz. If this is due to an approach to the innermost stable circular orbit, it implies a neutron star mass of $\sim 1.9 M_{\odot}$. Finally, when analysing the data over fixed durations, we have found a gap in the frequency distribution of the upper QPO, associated with a local minimum of its amplitude. A similar gap is not present in the distribution of the lower QPO frequencies, suggesting some cautions when interpreting frequency ratio distributions, based on the occurrence of the lower QPO only.

Key words: accretion, accretion discs – dense matter – gravitation – X-rays: binaries – X-rays: general.

1 INTRODUCTION

Kilohertz quasi-periodic oscillations (kHz QPOs) have been reported from 4U 0614+09 by Ford et al. (1997), van Straaten et al. (2000), van Straaten et al. (2002), Barret et al. (2006) and Méndez (2006). The peculiar properties of its kHz QPOs motivate the present work for three main reasons. First, among kHz QPO sources, 4U 0614+09 holds the record for the highest claimed QPO frequency, 1330 Hz (van Straaten et al. 2000), whereas in most sources the maximum frequency for the upper kHz QPO lies around 1200 Hz. This is of particular importance because it sets the most stringent constraints on the mass and radius of the neutron star (NS), under the assumption that 1330 Hz is an orbital frequency (Miller, Lamb & Psaltis 1998). Unfortunately, 4U 0614+09 tends to have a low count rate and broad QPOs compared to similar sources, hence its QPOs are challenging to characterize.

Secondly, Barret et al. (2006) have performed a systematic study of the quality factor of the lower and upper kHz QPOs in six systems: 4U 1636–536; 4U 1608–522; 4U 1735–44; 4U 1728–34; 4U 1820–303 and 4U 0614+09. Using data available in the Rossi

X-ray Timing Explorer (RXTE) archive at the end of 2004, they found that all the sources except 4U 0614+09 showed evidence of a drop in the quality factor of their lower kHz QPOs at high frequency. For 4U 0614+09 only the rising part of the quality factor versus frequency curve was reported. The sudden drop is consistent with what is expected if it is produced by the approach of an active oscillating region to the innermost stable circular orbit (ISCO), a key feature of strong-gravity general relativity (see, however, Méndez 2006 for a different interpretation). With the availability of more data in the RXTE archive, it is now possible to search for a quality factor drop similar to that seen in other sources.

Thirdly, 4U 0614+09 has recently drawn further attention, after the detection of burst oscillations at 414 Hz with the Burst Alert Telescope on board *SWIFT* (Strohmayer, Markwardt & Kuulkers 2008). The latter frequency which is likely to be the neutron star spin frequency (ν_s) is to be compared with the frequency difference $\Delta\nu \sim 320$ Hz between twin kHz QPOs reported so far (van Straaten et al. 2000). Clearly, the ratio $\Delta\nu/\nu_s$ was not consistent with either 0.5 or 1, observed in similar systems. This particular result was consistent with recent suggestions by Yin et al. (2007) and Méndez & Belloni (2007) that the kHz QPO frequency difference may not have a strong connection to the neutron star spin frequency in some

*E-mail: martin.boutelier@cesr.fr

2 *M. Boutelier, D. Barret and M. C. Miller*

sources (but see also the discussion in Barret, Boutelier & Miller 2008). A closer inspection of the frequency difference of the twin QPOs over a much larger data set is therefore needed in light of this result, but also because a significant scatter is present in the values reported by van Straaten et al. (2000).

Here, we perform an analysis of more than 11 years of RXTE data on 4U 0614+09. In Section 2, we describe our analysis scheme and present our main results. We discuss the implications of our results in Section 3.

2 OBSERVATIONS AND DATA ANALYSIS

We have retrieved from the High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (HEASARC) archive science event mode data recorded by the RXTE Proportional Counter Array. The data set spans over 11 years from 1996 February 26 to 2007 October 17. We consider segments of continuous observation (ObsIDs): 763 ObsIDs were analysed with a typical duration of 3000 s. For each ObsID, we have computed an average power density spectrum (PDS) with a 1 Hz resolution, using events recorded between 2 and 40 keV. The PDS are normalized according to Leahy et al. (1983), so that the Poisson noise level is constant around 2. The PDS is then blindly searched for excess power between 300 and 1400 Hz using a scanning technique, as presented in Boirin et al. (2000). The frequency range searched includes the highest QPO frequency reported so far (van Straaten et al. 2000). We have also verified that no significant excesses were detected between 1400 and 2048 Hz. This justifies the use of the 1400–2048 Hz range to estimate accurately the Poisson noise level in each observation. Each excess (at most the 2 strongest) is then fitted with a Lorentzian with three free parameters: frequency; full width at half-maximum (FWHM; constrained to range from 2 to 1000 Hz) and amplitude (equal to the integrated power of the Lorentzian). The Poisson noise level is fitted separately above 1400 Hz and then frozen when fitting the QPOs. Errors on each parameter are computed with $\Delta\chi^2 = 1$. As in previous papers in this field, our threshold for QPOs is related to the ratio (hereafter R) of the Lorentzian amplitude to its 1σ error¹ (R was often quoted and used as a significance). In this paper, our threshold for R is 3, meaning that we consider only QPOs for which we can measure the power of the Lorentzian with an accuracy of 3σ or more. Such a threshold corresponds to a $\sim 6\sigma$ excess power in the PDS for a single trial, equivalent to $\sim 4\sigma$ if we account for the number of trials of the scanning procedure (van der Klis 1989). Furthermore, as expected we have found that R positively correlates with the single trial significance of the excess power in the PDS. It is worth mentioning that the proportionality coefficient is close to 2; i.e. the QPO with the highest R ratio ~ 10 corresponds to a $\sim 20\sigma$ (single trial) excess power in the associated PDS. The integrated power of the Lorentzian is then converted into a rms, expressed as a fraction of the total source count rate. As said above, the QPOs in 4U 0614+09 can be broad. In order to recover properly the parameters of the QPOs in the low-frequency end (~ 400 – 700 Hz),

¹ The Lorentzian function used in the fit is $\text{Lor}(\nu) = AW/(2\pi)/[(\nu - \nu_0)^2 + (W/2)^2]$, where A is the integrated power of the Lorentzian from 0 to ∞ , W its width and ν_0 its centroid frequency. The fitted function is linear in A , and therefore its error can be computed using $\Delta\chi^2$ (e.g. Press et al. 1992). The rms amplitude is a derived quantity, computed as $\text{rms} = \sqrt{A/S}$, where S is the source count rate (van der Klis 1989). In this paper, we have defined $R = A/\delta A$, from which the error on the rms is estimated as $\delta\text{rms} = 1/2 \times \text{rms} \times R^{-1}$ after neglecting the term $\delta S/S$ in the derivative of the rms equation.

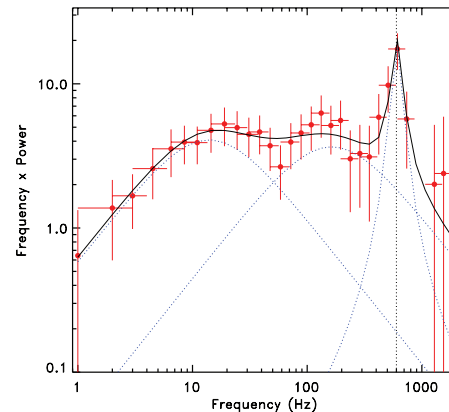


Figure 1. Illustration of the multi-Lorentzian fit of the PDS for the ObsID 10095-01-01-00 recorded on 1996 April 22 at 22:32 pm. The broad zero-centred Lorentzian peaking around 200 Hz must be included in the fit to recover properly the parameters of the kHz QPO at 600 Hz. This was also noted by van Straaten et al. (2002), who adjusted the low-frequency continuum with one or two zero centred Lorentzians.

the continuum underneath the QPO must be accounted for. Following van Straaten et al. (2002), the continuum is adjusted with one or two zero centred Lorentzians. An example of such a fit is shown in Fig. 1, showing the decomposition of the PDS into several components.

As a result of this systematic analysis, in 210 ObsIDs we detected a single QPO, and in 24 ObsIDs we found two simultaneous QPOs (in one ObsID, two QPOs were detected but not simultaneously). Tables 1 and 2 summarize all the QPO detections (the full versions of these tables are available in the electronic version of the paper – see the Supporting Information). The remaining ObsIDs, which contained no QPOs, were removed from the subsequent analysis. The quality factor and rms amplitude versus frequency of all detected QPOs are shown in Fig. 2. The patterns identified in other similar systems by Barret et al. (2006) are also seen for 4U 0614+09. In particular, in the quality factor versus frequency plot, lower and upper QPOs occupy two distinct regions: the quality factor of lower QPOs is larger than the quality factor of upper QPOs and the quality factor of the upper QPOs rises steadily with frequency (note that the scatter in the quality factor of the lower QPOs is in part because it is not corrected for the frequency drift within the ObsID). Similarly, there is a clear trend (albeit with some scatter) for the rms amplitude of the upper QPOs to decrease with increasing frequency, whereas the rms amplitude of the lower QPOs increases first to reach a plateau (see below for a full description of the amplitude of the lower QPO). Note also that the rms amplitude of the upper QPO, when its frequency is around 1150–1250 Hz lies above the extrapolation of the blue dashed line, passing through the rms values measured at lower frequencies. Finally, it is worth mentioning that there is a gap in the frequency distribution of the upper QPO, between 1020 and 1130 Hz (this point will be discussed in more detail below).

2.1 On the 1330 Hz QPO

As can be seen from Fig. 2, the highest QPO frequency detected in our systematic analysis is at about 1220 Hz; hence, we do not detect

kHz QPOs in 4U 0614+09 3

Table 1. The parameters of the single detected QPOs together with information concerning the observations: the ObsID name (ObsID), the date of the observation (date), the start time of the observation (time, UTC), the observation duration (T_{obs}), the source count rate divided by the number of active PCU units (rate), the background count rate (also divided by the number of active PCU units) (Bkg), the frequency (ν), FWHM, fractional rms amplitude (rms, per cent) and the R ratio, which is computed as the Lorentzian integrated power divided by its 1σ error (the larger R , the more significant the QPO: $R \sim 3$ corresponds to a $\sim 6\sigma$ (single trial) excess in the power spectrum, see the text for details). The full table is available online – see the Supporting Information.

| ObsID | Date | Time | T_{obs} | Rate | Bkg | ν | FWHM | rms | R |
|----------------|------------|-------|------------------|-------|------|------------------|------------------|----------------|-----|
| 10072-02-02-00 | 1996-03-16 | 09:10 | 3456.0 | 92.8 | 19.1 | 725.0 ± 9.3 | 108.3 ± 24.4 | 16.3 ± 1.4 | 6.0 |
| 10072-02-02-00 | 1996-03-16 | 10:46 | 1120.0 | 95.4 | 19.1 | 753.3 ± 26.0 | 154.9 ± 55.1 | 17.5 ± 2.4 | 3.6 |
| 10095-01-01-00 | 1996-04-22 | 20:56 | 3440.0 | 89.0 | 17.9 | 565.4 ± 18.8 | 133.1 ± 52.8 | 15.9 ± 2.6 | 3.1 |
| 10095-01-01-00 | 1996-04-22 | 22:32 | 3456.0 | 108.5 | 17.9 | 601.0 ± 18.4 | 128.6 ± 37.6 | 14.1 ± 1.7 | 4.2 |
| 10095-01-02-00 | 1996-04-24 | 13:19 | 2192.0 | 133.6 | 20.9 | 582.8 ± 2.1 | 16.9 ± 7.3 | 8.2 ± 1.1 | 3.7 |

Table 2. The parameters of the twin QPOs together with information concerning the observations: the ObsID name (ObsID), the date of the observation (date), the start time of the observation (time, UTC), the observation duration (T_{obs}), the source count rate divided by the number of active PCU units (rate), the background count rate (also divided by the number of active PCU units) (Bkg), the frequency ν_l, ν_u , FWHM $_{l,u}$, fractional rms amplitude (rms $_{l,u}$, per cent) and the $R_{l,u}$ ratio, which is computed as the Lorentzian integrated power divided by its 1σ error, for the lower and upper QPO, respectively. The full table is available online – see the Supporting Information.

| ObsID | Date | Time | T_{obs} | Rate | Bkg | ν_l | FWHM $_l$ | rms $_l$ | R_l | ν_u | FWHM $_u$ | rms $_u$ | R_u |
|-----------------|------------|-------|------------------|-------|------|-----------------|-----------------|----------------|-------|------------------|------------------|----------------|-------|
| 10095-01-02-00 | 1996-04-24 | 14:57 | 2080.0 | 163.2 | 20.9 | 560.1 ± 2.1 | 13.3 ± 6.8 | 6.2 ± 1.0 | 3.1 | 889.4 ± 10.5 | 86.9 ± 34.2 | 11.0 ± 1.4 | 3.8 |
| 10095-01-02-00 | 1996-04-24 | 16:35 | 1952.0 | 166.6 | 20.9 | 603.1 ± 6.2 | 42.1 ± 12.7 | 9.0 ± 1.1 | 4.3 | 932.4 ± 18.0 | 84.0 ± 0.3 | 9.4 ± 1.4 | 3.4 |
| 10095-01-02-00 | 1996-04-25 | 04:58 | 3456.0 | 163.5 | 20.9 | 584.2 ± 4.0 | 29.2 ± 10.8 | 7.2 ± 0.9 | 3.8 | 910.4 ± 8.8 | 80.3 ± 22.3 | 10.3 ± 1.0 | 4.9 |
| 10095-01-03-000 | 1996-08-06 | 22:29 | 3456.0 | 159.5 | 18.8 | 680.5 ± 1.6 | 26.4 ± 4.6 | 10.3 ± 0.6 | 8.2 | 993.7 ± 14.0 | 85.3 ± 37.3 | 8.7 ± 1.3 | 3.3 |
| 10095-01-03-000 | 1996-08-07 | 00:09 | 3216.0 | 151.7 | 18.8 | 628.2 ± 6.7 | 54.9 ± 17.5 | 9.4 ± 1.1 | 4.4 | 944.4 ± 13.3 | 108.0 ± 36.3 | 11.3 ± 1.3 | 4.4 |
| 10095-01-03-000 | 1996-08-07 | 01:49 | 2976.0 | 146.5 | 18.8 | 582.9 ± 7.5 | 36.8 ± 16.4 | 7.1 ± 1.2 | 3.0 | 904.3 ± 12.2 | 77.7 ± 26.4 | 9.9 ± 1.2 | 4.0 |

any QPOs at frequencies similar to the one reported at 1330 Hz by van Straaten et al. (2000). For the 1330 Hz QPO, note that our detection threshold ($R = 3$) corresponds to a single trial significance of 6σ , much larger than the 3.5σ single trial significance reported by van Straaten et al. (2000). Still, we have repeated the analysis of van Straaten et al. (2000) for the ObsID 40030-01-04-00 in which the later QPO was reported (considering events from 5 to 97 keV). The strongest excess we could fit was at $\nu = 1328.4 \pm 26.5$ Hz, FWHM = 46.2 ± 70.2 Hz, rms = 4.6 ± 1.7 per cent, hence with a ratio R of 1.3, a value far too small to claim a detection. Note

that van Straaten et al. (2000) reported a larger ratio $R \sim 2.8$; a value closer to our threshold, but which we failed to reproduce (see Fig. 3).

We have tried to optimize the energy band over which the PDS is computed to determine whether the significance of the above excess could be increased. By looking at the count spectrum of the source, it dominates over the background between 2 and 20 keV. We have thus computed a PDS of this ObsID using only events from 2 to 20 keV. The strongest excess of the PDS is no longer around 1330 Hz (a $R \sim 1$ excess exists at 966 Hz). By initializing

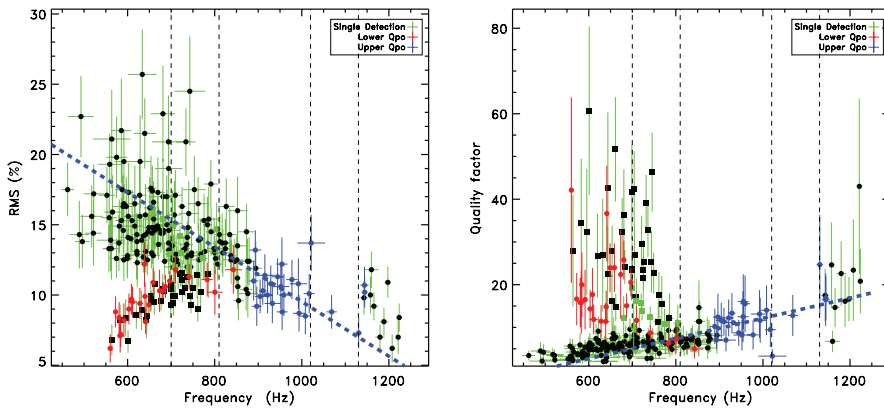


Figure 2. Quality factor (left-hand panel) and rms amplitude (right-hand panel) versus frequency of all QPOs detected in the 2–40 keV range. Each point represents the average over one ObsID. Red and blue filled circles are, respectively, for lower and upper twin QPOs. Black filled squares with green error bars are for single detected QPOs, identified as lower QPOs. Black filled circles with green error bars are for single detected QPOs identified as upper QPOs.

4 *M. Boutelier, D. Barret and M. C. Miller*

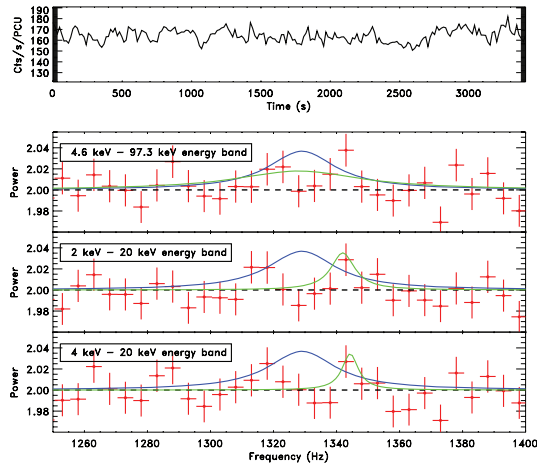


Figure 3. Top panel: light curve of the ObsID 40030-01-04-00 in the energy band 4.6–97.3 keV. Second from the top: PDS in the energy band 4.6–97.3 keV with a 5 Hz resolution, as in van Straaten et al. (2000). Third and fourth from top: PDS in the energy bands 2–20, 4–20 keV with a 5 Hz resolution. The blue curve represents the 1330 Hz QPO with parameters from van Straaten et al. (2000) and the green curve represents our best fit after initialization of the fit parameters with the values of van Straaten et al. (2000).

the parameters of the fit with the values of van Straaten et al. (2000), the Lorentzian parameters are badly constrained (as expected for a non significant excess) and discontinuity in the χ^2 curves prevents us from evaluating the errors. Because it is a general property of QPOs that their rms amplitude increases with energy, we have also restricted the energy range from 4 to 20 keV, but failed to detect any significant excesses. We conclude that the 1330 Hz QPO was likely a statistical artefact, a possibility also implied by van Straaten et al. (2000). A summary plot of the analysis performed is presented in Fig. 3. We also present the X-ray light curve corresponding to the ObsID, indicating no anomalies in the source behaviour along the observation.

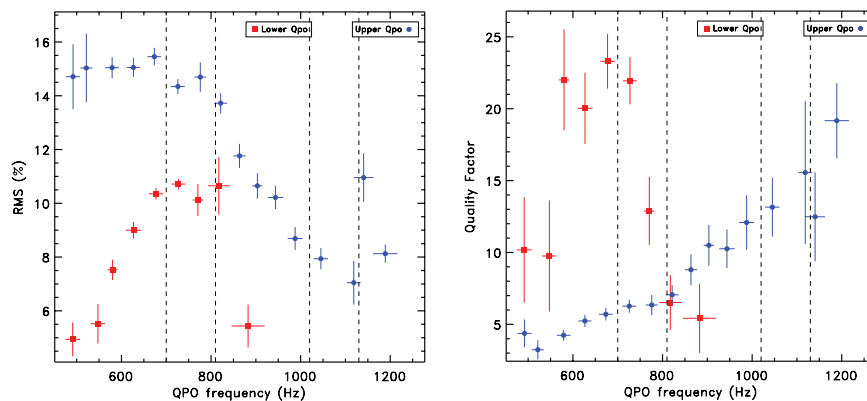


Figure 4. Quality factor (left-hand panel) and rms amplitude (right-hand panel) versus frequency after grouping the ObsIDs with QPOs of similar type and frequency (within a 50 Hz interval). Red filled squares are for lower QPO. Blue filled circles are for upper QPO. An abrupt drop of coherence of the lower QPO around 700 Hz is now revealed.

2.2 Average properties of kHz QPOs

Following on Barret et al. (2006), we can identify lower and upper QPOs based on their position in the diagrams presented in Fig. 2. One can then align QPOs of similar type (either a lower or an upper) using a shift-and-add technique (Mendez et al. 1998). This allows us to obtain a better description of their average properties; quality factor and rms amplitude. We have therefore aligned all the ObsID averaged PDS, containing a QPO with $R \geq 3$ (either a lower or an upper), within a 50 Hz interval. As stated above, our conservative threshold ensures that we do not add real QPOs. Through extensive simulations of PDS with QPO parameters appropriate for 4U 0614+091 and statistics comparable to the real data, we have checked that with our procedure, which leads to averaging a large number of 1 s PDS (several thousands), the QPO parameters (quality factor and rms amplitude) so recovered are not biased by any statistical fluctuations of the signal around the mean QPO profile. The results are presented in Fig. 4. This figure shows for the first time that the quality factor of the lower QPO starts by increasing with increasing frequency and then drops when it reaches a frequency around 700 Hz (the last point for the lower kHz is obtained after aligning all the PDS with an identified upper QPO above 1100 Hz). The maximum frequency averaged value of the quality factor of the lower QPO is only about 25, while in one observation it reaches 60 albeit with large error bars. The low values reported can be explained in part by the fact that no correction for the frequency drift is applied within the ObsIDs. At the same time, the quality factor of the upper QPOs increases steadily. The behaviour of the rms amplitude of the lower QPO is consistent with other sources: it increases, saturates and then decreases sharply with increasing frequency. On the other hand, for the upper QPO, its rms amplitude decreases up to a minimum around 1100 Hz, after which a second maximum is observed at 1150 Hz. Although the minimum was not completely sampled by the data presented in van Straaten et al. (2002), a similar trend could be inferred.

2.3 A constant frequency difference of twin QPOs

As said above, in 24 ObsIDs, we detect simultaneous twin QPOs. Their frequency difference is plotted against the frequency of the lower QPO in Fig. 5. This figure shows that albeit with large error bars, the frequency difference is consistent with being constant

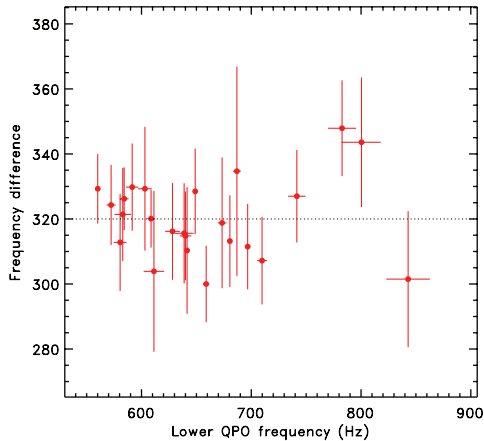


Figure 5. Frequency difference of the 24 simultaneous twin QPOs detected in our analysis. The frequency difference is consistent with being constant around 320 Hz.

around 320 Hz. A similar conclusion was reached by van Straaten et al. (2000) using a reduced data set, but with a rather large scatter, with values ranging from 250 to 380 Hz. This value is indeed significantly different from the neutron star spin frequency at 414 Hz (Strohmayer et al. 2008). Note also that the drop towards higher frequencies seen in other sources is not observed in 4U 0614+09, and our result is consistent with findings of Ford et al. (1997) and van Straaten et al. (2000).

2.4 On the distribution of twin QPO frequencies

We have started to investigate how the dependence of the QPO quality factor (or width) and rms amplitude with frequency influences their detectability in time intervals of fixed durations, hence affects the observed distribution of frequency ratios. This is an important issue, because such distributions have been shown to be peaked around small integer ratios in some sources, e.g. 3:2 in the case of Sco X-1 (Abramowicz et al. 2003) and 4U 1636-536 (Török et al. 2008). This has been used as an argument in favour of resonance based models (but see the discussion in Belloni, Méndez & Homan 2005). Following this idea, Barret & Boutelier (2008) have shown that in the case of 4U 1820-303 a gap in the frequency distribution was present, together with a cluster of frequency ratio. They showed that the lack of twin QPOs within the gap could not be due to a lack of sensitivity for QPO detection, provided that the parameters of the QPOs (rms and width) could be interpolated within the gap, using values measured before and after. Their result implied a sudden change of the QPO properties within the gap, most likely a loss of coherence of the upper QPO.

As said above, there is a gap in the frequency distribution of the twin upper QPOs, between 1020 Hz and 1130 Hz. The histograms of occurrence of single and twin upper kHz QPOs are shown in Fig. 6.

Between 1020 and 1130 Hz, there is only one detection of a twin upper QPO and no single upper QPO detected. It is possible to evaluate the probability of having such a gap of 110 Hz width, with one QPO inside, assuming that the 24 twin upper QPO frequencies are uniformly distributed over their 250 Hz frequency span. This probability is less than 3.7×10^{-4} (3.4σ), giving us confidence that

kHz QPOs in 4U 0614+09 5

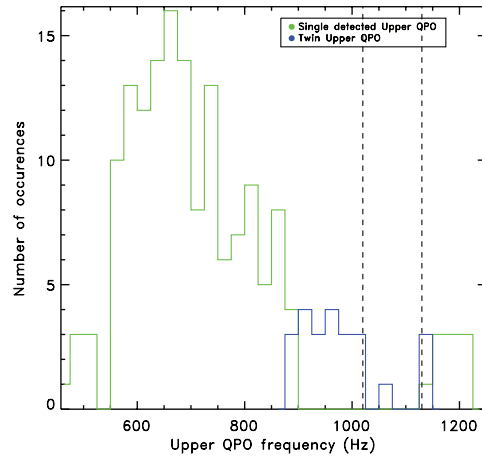


Figure 6. Histograms of occurrence of single and twin upper QPOs showing a frequency gap between 1020 and 1130 Hz in the distribution of frequencies. A frequency bin of 20 Hz has been used. The gap is indicated for twin upper QPOs as vertical dashed lines.

the gap is significant. As shown in Fig. 6, single upper kHz QPOs are detected over a much wider range of frequencies and show a highly non-uniform and peaked distribution of frequencies; single upper kHz QPOs are detected predominantly below the gap, but some are also detected above.

There is no such a gap in the frequency distribution of the lower QPOs, 320 Hz below (there are more than 10 single lower QPOs). In fact, it is the frequency range in which both the quality factor and the amplitude of the lower QPO reach a maximum, hence where lower QPOs are easy to detect. After recovering the upper QPO parameters within the gap through the shift-and-add technique, Fig. 4 shows that the gap corresponds to the region where the rms amplitude of the upper QPO reaches a minimum. This leads to the conclusion that the absence of twin QPOs within the gap is linked to a localized drop of the amplitude of the upper QPO, unlike in 4U 1820-303 for which the gap was more likely related to a local minimum of the quality factor of the upper QPO. This result suggests some cautions when estimating frequency ratios based on the detection of single lower QPOs and computing the frequency of the upper QPO through the linear function that links the two QPO frequencies (Belloni et al. 2005, 2007). Clearly in sensitivity-limited observations (as is the case here, where the data are analysed over comparable integration times), the histogram of ratios computed from simultaneous twin QPOs will differ from the one computed from the distribution of single lower QPOs. The study of the histogram of frequencies and frequency ratios, resulting from the frequency dependency of the QPO rms and width (see Fig. 4), will be the subject of a forthcoming paper.

3 CONCLUSIONS

The main results of our systematic analysis of all archival RXTE data for 4U 0614+09 are as follows.

- (i) We do not confirm the previous claim of a QPO at 1330 Hz. This is based on a thorough reanalysis of the observation from which the QPO was reported, and the fact that in our analysis the highest frequency detected is at ~ 1220 Hz. This value is fully consistent with maximum frequencies observed in similar systems.

6 *M. Boutelier, D. Barret and M. C. Miller*

(ii) We observe for the first time a drop of the quality factor of the lower QPO. Such a drop has been interpreted as being related to the oscillating region, crossing the ISCO, and our detection is consistent with that idea.

(iii) The frequency difference between the lower and upper kHz QPOs is consistent with being constant, around 320 Hz, a value significantly different from the neutron star spin frequency (414 Hz) or half its value.

(iv) If the drop in quality factor for the lower kHz QPO is due to the ISCO, one can estimate the orbital frequency there, given the constant frequency difference. To do this, we compute the maximum frequency of the lower QPO by extrapolating its quality factor to zero. This yields a limiting frequency of ~ 920 – 930 Hz, corresponding to an orbital frequency of 1250 Hz at the innermost stable orbit (ν_{ISCO}). As a safety check, we note that the maximum QPO frequency detected for the upper QPO is indeed lower than ν_{ISCO} . From this, we can estimate the mass of the NS following the equation $\frac{M}{M_{\odot}} \approx 2200 \text{ Hz} \times (1 + 0.75j) / \nu_{\text{ISCO}}$ where $j = \frac{cJ}{GM^2} \sim 0.1$ – 0.2 is the dimensionless angular momentum of the star. This leads to a gravitational mass for the neutron star of $1.9 M_{\odot}$, i.e. a relatively massive NS, but still consistent with realistic modern equations of state, which predict maximum masses for slowly rotating ($j \ll 1$) stars of ~ 1.8 – $2.3 M_{\odot}$ (Akmal, Pandharipande & Ravenhall 1998; Lattimer & Prakash 2001; Klähn et al. 2006).

(v) 4U 0614+09 is the second object in which a gap in the frequency distribution of the upper QPO is observed, after 4U 1820-303. This gap is likely associated with a local minimum of the rms amplitude of the upper QPO. This is the first time such a minimum is so clearly identified, although it was suggested in previous work (van Straaten et al. 2002). Similar trends will be searched in similar systems, because frequency gaps are present in the data analysed by Barret et al. (2006) in sources like 4U 1636-536. This result motivates caution when estimating frequency ratios based on the detection of single lower QPOs.

We note two additional consequences of our work. First, our conclusion that the proposed 1330 Hz QPO in 4U 0614+09 is not likely to be real means that no kHz QPO source has a confirmed frequency significantly above ~ 1200 Hz. This is surprising a priori, because for a neutron star of canonical mass $M = 1.4 M_{\odot}$ and a spin parameter of $j = 0.1$ the orbital frequency at the ISCO is 1690 Hz. Such frequencies should have been detected with RXTE, hence the wide gap relative to the maximum actually observed suggests a physical cause. One possibility is that these stars tend to have higher masses, consistent with accretion of several tenths of a solar mass, but other explanations should also be explored.

Secondly, 4U 0614+09 is an important source to test the suggestion by Barret, Olive & Miller (2005); Barret, Olive & Miller (2006); Barret, Olive & Miller (2007) that the rapid drop in coherence of the lower QPO is caused by the approach of the oscillating region to the ISCO. In their proposal, the orbital frequency at the ISCO can be very roughly estimated by adding the separation frequency $\Delta\nu$ between the twin kHz QPOs to the maximum frequency seen from the lower QPO after a sharp drop in quality factor. If the 1330 Hz QPO were real, it would contradict this interpretation because the maximum inferred lower frequency is ~ 900 Hz and the separation is ~ 320 Hz. However, the maximum significant upper QPO frequency is actually ~ 1220 Hz, which is consistent with the ISCO interpretation. This is encouraging, but other sources must also be analysed carefully to look for potential disproofs of our hypothesis.

ACKNOWLEDGMENTS

MCM was supported in part by US NSF grant AST0708424. We are grateful to the referee, Michiel van der Klis, for very helpful comments, and for double checking and confirming in his report that the 1330 Hz QPO previously claimed cannot be reproduced with the archived data. We are also thankful to Mariano Mendez for many exchanges on data analysis, in particular about the way to assess the significance of kHz QPOs.

REFERENCES

- Abramowicz M. A., Bulik T., Bursa M., Kluzniak W., 2003, *A&A*, 404, L21
 Akmal A., Pandharipande V. R., Ravenhall D. G., 1998, *Phys. Rev. C*, 58, 1804
 Barret D., Boutelier M., 2008, *New Astron. Rev.*, 51, 835
 Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2005, *MNRAS*, 361, 855
 Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2006, *MNRAS*, 370, 1140
 Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2007, *MNRAS*, 376, 1139
 Barret D., Boutelier M., Miller M. C., 2008, *MNRAS*, 384, 1519
 Belloni T., Méndez M., Homan J., 2005, *A&A*, 437, 209
 Belloni T., Homan J., Motta S., Ratti E., Méndez M., 2007, *MNRAS*, 379, 247
 Boirin L., Barret D., Olive J. F., Blosler P. F., Grindlay J. E., 2000, *A&A*, 361, 121
 Ford E. et al., 1997, *ApJ*, 475, L123
 Klähn T. et al., 2006, *Phys. Rev. C*, 74, 035802
 Lattimer J. M., Prakash M., 2001, *ApJ*, 550, 426
 Leahy D. A., Darbro W., Elsner R. F., Weisskopf M. C., Kahn S., Sutherland P. G., Grindlay J. E., 1983, *ApJ*, 266, 160
 Méndez M., 2006, *MNRAS*, 371, 1925
 Méndez M., Belloni T., 2007, *MNRAS*, 381, 790
 Mendez M. et al., 1998, *ApJ*, 494, L65
 Miller M. C., Lamb F. K., Psaltis D., 1998, *ApJ*, 508, 791
 Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1992, *Numerical Recipes in FORTRAN: The Art of Scientific Computing*. Cambridge Univ. Press, Cambridge
 Strohmayer T. E., Markwardt C. B., Kuulkers E., 2008, *ApJ*, 672, L37
 Török G., Abramowicz M. A., Bakala P., Bursa M., Horák J., Rebusco P., Stuchlik Z., 2008, *Acta Astron.*, 58, 113
 van der Klis M., 1989, in Ögelman H., van den Heuvel E. P. J., eds, *Proc. NATO Advanced Study Institute, Timing Neutron Stars*. Kluwer, New York, p. 27
 van Straaten S., Ford E. C., van der Klis M., Méndez M., Kaaret P., 2000, *ApJ*, 540, 1049
 van Straaten S., van der Klis M., di Salvo T., Belloni T., 2002, *ApJ*, 568, 912
 Yin H. X., Zhang C. M., Zhao Y. H., Lei Y. J., Qu J. L., Song L. M., Zhang F., 2007, *A&A*, 471, 381

SUPPORTING INFORMATION

Additional Supporting Information may be found in the online version of this article:

Table 1. The parameters of the single detected QPOs together with information concerning the observations.

Table 2. The parameters of the twin QPOs together with information concerning the observations.

Please note: Wiley-Blackwell are not responsible for the content or functionality of any supporting information supplied by the authors. Any queries (other than missing material) should be directed to the corresponding author for the article.

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

kHz Quasi-Periodic Oscillations in the low-mass X-ray binary 4U 0614+09 7

Table 1. The parameters of the single detected QPOs together with information concerning the observations: the ObsID name (ObsID), the date of the observation (Date), the start time of the observation (Time, UTC), the observation duration (T_{obs}), the source count rate divided by the number of active PCU units (Rate), the background count rate (also divided by the number of active PCU units) (Bkg), the frequency (ν), Full Width Half Maximum (FWHM), fractional RMS amplitude (RMS, %) and the R ratio, which is computed as the Lorentzian integrated power divided by its 1σ error (the larger R , the more significant the QPO: $R \sim 3$ corresponds to a $\sim 6\sigma$ (single trial) excess in the power spectrum, see text for details).

| ObsID | Date | Time | T_{obs} | Rate | Bkg | ν | FWHM | RMS | R |
|-----------------|------------|-------|------------------|-------|------|------------------|------------------|----------------|-----|
| 10072-02-02-00 | 03-16-1996 | 09:10 | 3456.0 | 92.8 | 19.1 | 725.0 ± 9.3 | 108.3 ± 24.4 | 16.3 ± 1.4 | 6.0 |
| 10072-02-02-00 | 03-16-1996 | 10:46 | 1120.0 | 95.4 | 19.1 | 753.3 ± 26.0 | 154.9 ± 55.1 | 17.5 ± 2.4 | 3.6 |
| 10095-01-01-00 | 04-22-1996 | 20:56 | 3440.0 | 89.0 | 17.9 | 565.4 ± 18.8 | 133.1 ± 52.8 | 15.9 ± 2.6 | 3.1 |
| 10095-01-01-00 | 04-22-1996 | 22:32 | 3456.0 | 108.5 | 17.9 | 601.0 ± 18.4 | 128.6 ± 37.6 | 14.1 ± 1.7 | 4.2 |
| 10095-01-02-00 | 04-24-1996 | 13:19 | 2192.0 | 133.6 | 20.9 | 582.8 ± 2.1 | 16.9 ± 7.3 | 8.2 ± 1.1 | 3.7 |
| 10095-01-02-00 | 04-24-1996 | 18:11 | 1952.0 | 160.6 | 20.9 | 894.4 ± 14.1 | 109.7 ± 56.1 | 11.9 ± 1.9 | 3.1 |
| 10095-01-02-00 | 04-24-1996 | 20:58 | 3456.0 | 151.5 | 20.9 | 852.2 ± 7.3 | 74.8 ± 18.8 | 11.2 ± 1.0 | 5.5 |
| 10095-01-02-00 | 04-24-1996 | 22:34 | 3456.0 | 143.0 | 20.9 | 801.9 ± 7.2 | 84.1 ± 20.4 | 12.6 ± 1.1 | 5.8 |
| 10095-01-02-00 | 04-25-1996 | 00:10 | 3456.0 | 138.3 | 20.9 | 763.3 ± 8.8 | 105.0 ± 24.6 | 13.9 ± 1.2 | 6.0 |
| 10095-01-02-00 | 04-25-1996 | 01:46 | 3456.0 | 144.9 | 20.9 | 806.8 ± 9.7 | 100.1 ± 28.3 | 12.2 ± 1.2 | 5.0 |
| 10095-01-02-00 | 04-25-1996 | 03:22 | 3456.0 | 147.6 | 20.9 | 824.8 ± 10.4 | 113.2 ± 27.4 | 13.3 ± 1.2 | 5.8 |
| 10095-01-03-00 | 08-07-1996 | 03:30 | 2672.0 | 110.3 | 20.0 | 837.7 ± 18.2 | 114.0 ± 47.1 | 12.5 ± 1.7 | 3.6 |
| 10095-01-03-010 | 08-07-1996 | 19:18 | 3456.0 | 79.2 | 17.7 | 587.2 ± 16.3 | 144.5 ± 41.9 | 17.5 ± 2.0 | 4.4 |
| 20064-16-01-01 | 08-15-1997 | 00:02 | 3376.0 | 117.3 | 19.4 | 636.0 ± 11.2 | 97.3 ± 20.3 | 12.7 ± 1.1 | 5.7 |
| 20074-01-01-00 | 01-10-1997 | 10:15 | 3408.0 | 99.5 | 17.9 | 585.5 ± 14.0 | 134.3 ± 44.4 | 15.3 ± 1.6 | 4.8 |
| 20074-01-02-00 | 01-25-1997 | 13:37 | 3424.0 | 138.5 | 21.1 | 641.7 ± 8.3 | 109.6 ± 30.9 | 13.1 ± 1.5 | 4.3 |
| 20074-01-03-00 | 03-16-1997 | 22:23 | 2960.0 | 124.4 | 17.9 | 663.3 ± 11.8 | 141.3 ± 35.8 | 14.8 ± 1.5 | 5.1 |
| 20074-01-04-00 | 05-07-1997 | 10:12 | 2240.0 | 158.9 | 20.5 | 739.3 ± 12.0 | 109.1 ± 31.0 | 11.8 ± 1.2 | 4.9 |
| 20074-01-05-00 | 05-16-1997 | 05:22 | 3456.0 | 138.6 | 20.0 | 655.1 ± 8.9 | 110.7 ± 22.9 | 13.0 ± 1.1 | 6.0 |
| 20074-01-06-00 | 08-18-1997 | 22:28 | 3440.0 | 132.3 | 20.1 | 574.3 ± 17.4 | 151.1 ± 37.8 | 12.6 ± 1.4 | 4.6 |
| 20074-01-07-00 | 09-03-1997 | 21:10 | 2976.0 | 126.6 | 19.0 | 636.4 ± 9.0 | 117.5 ± 29.7 | 14.2 ± 1.3 | 5.4 |
| 20074-01-08-00 | 09-06-1997 | 17:52 | 2848.0 | 126.6 | 19.8 | 621.2 ± 12.1 | 134.2 ± 34.5 | 14.3 ± 1.5 | 4.7 |
| 20074-01-10-00 | 10-18-1997 | 18:19 | 3456.0 | 109.1 | 20.4 | 552.5 ± 19.2 | 212.2 ± 56.9 | 17.1 ± 2.0 | 4.3 |
| 30053-01-01-01 | 10-20-1998 | 09:04 | 2496.0 | 83.9 | 17.6 | 610.3 ± 18.8 | 127.9 ± 46.1 | 15.3 ± 2.2 | 3.5 |
| 30053-01-01-02 | 10-20-1998 | 13:57 | 2256.0 | 85.0 | 16.9 | 650.9 ± 13.9 | 120.7 ± 46.5 | 16.2 ± 2.2 | 3.7 |
| 30053-01-01-02 | 10-20-1998 | 15:28 | 2976.0 | 86.7 | 16.9 | 657.2 ± 16.8 | 126.8 ± 42.0 | 14.8 ± 1.9 | 4.0 |
| 30053-01-01-02 | 10-20-1998 | 17:04 | 3408.0 | 89.8 | 16.9 | 671.0 ± 11.2 | 107.2 ± 32.9 | 14.7 ± 1.6 | 4.6 |
| 30053-01-02-00 | 10-16-1998 | 06:04 | 2800.0 | 133.6 | 17.9 | 709.3 ± 3.3 | 43.9 ± 6.8 | 12.0 ± 0.7 | 8.5 |
| 30053-01-02-01 | 10-16-1998 | 02:55 | 2576.0 | 128.9 | 17.8 | 653.6 ± 1.9 | 23.5 ± 5.0 | 9.6 ± 0.7 | 6.5 |
| 30053-01-02-02 | 10-16-1998 | 18:40 | 3520.0 | 133.9 | 16.8 | 682.7 ± 1.8 | 28.3 ± 4.6 | 10.3 ± 0.6 | 8.6 |
| 30053-01-02-05 | 10-20-1998 | 12:17 | 2448.0 | 85.1 | 17.3 | 653.7 ± 12.5 | 88.7 ± 33.3 | 17.6 ± 2.3 | 3.8 |
| 30054-01-01-00 | 05-18-1998 | 03:58 | 3424.0 | 166.0 | 21.1 | 781.8 ± 7.2 | 82.4 ± 17.7 | 10.4 ± 0.8 | 6.3 |
| 30054-01-01-00 | 05-18-1998 | 05:34 | 3456.0 | 159.0 | 21.1 | 736.7 ± 5.4 | 90.4 ± 17.6 | 12.7 ± 0.9 | 6.8 |
| 30054-01-01-02 | 05-18-1998 | 08:47 | 3376.0 | 157.5 | 18.3 | 744.6 ± 9.6 | 113.3 ± 24.1 | 12.0 ± 0.9 | 6.5 |
| 30054-01-01-02 | 05-18-1998 | 10:23 | 3392.0 | 155.4 | 18.3 | 756.2 ± 7.5 | 97.6 ± 21.1 | 11.6 ± 0.9 | 6.5 |
| 30054-01-01-02 | 05-18-1998 | 11:59 | 1776.0 | 155.7 | 18.3 | 737.0 ± 9.1 | 112.5 ± 22.6 | 14.1 ± 1.1 | 6.3 |
| 30054-01-01-03 | 05-19-1998 | 03:58 | 3456.0 | 151.4 | 21.6 | 712.6 ± 9.4 | 111.7 ± 21.0 | 12.5 ± 0.9 | 6.8 |
| 30054-01-01-03 | 05-19-1998 | 05:34 | 1776.0 | 154.9 | 21.6 | 731.8 ± 10.6 | 114.7 ± 36.5 | 13.3 ± 1.6 | 4.3 |
| 30054-01-01-04 | 05-19-1998 | 08:46 | 3440.0 | 142.6 | 18.2 | 671.0 ± 8.6 | 120.7 ± 23.6 | 13.6 ± 1.1 | 6.4 |
| 30054-01-01-04 | 05-19-1998 | 10:22 | 2912.0 | 139.7 | 18.2 | 647.1 ± 8.3 | 124.7 ± 27.6 | 14.5 ± 1.3 | 5.8 |
| 30054-01-01-06 | 05-17-1998 | 03:58 | 3440.0 | 133.0 | 21.1 | 591.5 ± 9.8 | 159.2 ± 32.6 | 16.5 ± 1.4 | 6.0 |
| 30054-01-01-06 | 05-17-1998 | 05:34 | 3456.0 | 137.8 | 21.1 | 645.5 ± 11.4 | 117.6 ± 25.4 | 12.5 ± 1.1 | 5.9 |
| 30054-01-02-00 | 05-22-1998 | 02:23 | 3184.0 | 148.7 | 20.2 | 727.8 ± 8.6 | 114.8 ± 22.7 | 13.2 ± 1.0 | 6.8 |
| 30054-01-02-00 | 05-22-1998 | 03:59 | 3456.0 | 151.6 | 20.2 | 738.8 ± 8.3 | 138.1 ± 22.5 | 14.8 ± 0.9 | 8.1 |
| 30054-01-02-00 | 05-22-1998 | 05:35 | 3456.0 | 149.9 | 20.2 | 737.2 ± 7.8 | 100.0 ± 21.0 | 12.0 ± 0.9 | 6.4 |
| 30054-01-02-01 | 05-24-1998 | 02:23 | 3248.0 | 134.1 | 19.9 | 599.0 ± 12.2 | 116.6 ± 27.9 | 12.6 ± 1.2 | 5.2 |
| 30054-01-02-01 | 05-24-1998 | 03:59 | 3456.0 | 124.1 | 19.9 | 590.1 ± 12.5 | 150.4 ± 37.4 | 14.6 ± 1.5 | 4.8 |
| 30054-01-02-02 | 05-25-1998 | 00:47 | 2880.0 | 147.3 | 20.1 | 694.5 ± 8.6 | 111.1 ± 22.6 | 13.2 ± 1.0 | 6.4 |
| 30054-01-02-02 | 05-25-1998 | 02:23 | 3264.0 | 149.9 | 20.1 | 735.6 ± 14.4 | 162.1 ± 30.8 | 13.6 ± 1.1 | 6.3 |
| 30054-01-02-03 | 05-26-1998 | 02:23 | 3328.0 | 141.8 | 19.5 | 743.6 ± 8.8 | 92.7 ± 22.3 | 11.4 ± 1.0 | 5.7 |
| 30054-01-02-03 | 05-26-1998 | 03:59 | 3456.0 | 117.3 | 19.5 | 717.5 ± 9.2 | 75.8 ± 20.5 | 11.0 ± 1.1 | 4.8 |

kHz Quasi-Periodic Oscillations in the low-mass X-ray binary 4U 0614+09 9

Table 1. Continued

| | | | | | | | | | |
|----------------|------------|-------|--------|-------|------|---------------|---------------|------------|------|
| 80037-01-06-00 | 03-12-2004 | 07:01 | 3344.0 | 160.9 | 30.0 | 698.2 ± 2.1 | 36.2 ± 5.4 | 12.9 ± 0.0 | 9.4 |
| 80037-01-06-00 | 03-12-2004 | 08:36 | 3392.0 | 164.5 | 30.0 | 720.3 ± 2.2 | 45.7 ± 6.1 | 14.2 ± 0.7 | 10.5 |
| 80037-01-06-01 | 03-13-2004 | 09:49 | 3376.0 | 124.7 | 17.2 | 810.7 ± 10.7 | 123.7 ± 40.3 | 14.3 ± 1.6 | 4.6 |
| 80037-01-06-03 | 03-15-2004 | 09:05 | 3392.0 | 185.0 | 16.5 | 1179.6 ± 10.9 | 52.2 ± 17.0 | 7.0 ± 0.9 | 3.8 |
| 80037-01-06-03 | 03-15-2004 | 10:40 | 3392.0 | 187.6 | 16.5 | 1188.6 ± 9.8 | 73.8 ± 27.1 | 8.1 ± 1.0 | 3.9 |
| 80037-01-07-04 | 03-20-2004 | 13:38 | 2288.0 | 141.2 | 15.8 | 735.9 ± 1.4 | 22.5 ± 4.2 | 11.3 ± 0.7 | 7.7 |
| 80037-01-08-00 | 04-26-2004 | 03:08 | 3392.0 | 108.5 | 16.9 | 607.5 ± 12.1 | 103.9 ± 27.1 | 14.0 ± 1.5 | 4.7 |
| 80037-01-08-00 | 04-26-2004 | 04:42 | 3456.0 | 107.6 | 16.9 | 580.9 ± 23.0 | 157.4 ± 64.0 | 14.9 ± 1.9 | 3.9 |
| 80037-01-08-00 | 04-26-2004 | 06:20 | 3200.0 | 109.3 | 16.9 | 599.8 ± 14.3 | 102.0 ± 32.4 | 12.8 ± 1.6 | 4.0 |
| 80037-01-08-00 | 04-26-2004 | 07:59 | 2976.0 | 110.1 | 16.9 | 621.7 ± 12.8 | 95.6 ± 30.8 | 12.9 ± 1.6 | 4.1 |
| 80037-01-08-02 | 04-28-2004 | 05:33 | 3376.0 | 144.0 | 16.2 | 791.8 ± 11.9 | 126.8 ± 42.8 | 14.5 ± 1.7 | 4.3 |
| 80037-01-08-02 | 04-28-2004 | 07:12 | 3088.0 | 142.1 | 16.2 | 775.5 ± 10.4 | 121.3 ± 44.8 | 15.3 ± 1.9 | 4.0 |
| 80037-01-08-03 | 04-29-2004 | 06:48 | 3200.0 | 111.7 | 16.4 | 562.7 ± 19.2 | 111.4 ± 45.9 | 13.3 ± 2.2 | 3.0 |
| 80037-01-08-04 | 04-27-2004 | 05:58 | 3216.0 | 162.3 | 16.2 | 601.0 ± 1.2 | 9.9 ± 3.2 | 6.7 ± 0.8 | 4.5 |
| 80037-01-08-04 | 04-27-2004 | 07:35 | 3024.0 | 155.8 | 16.2 | 876.1 ± 23.7 | 108.5 ± 47.1 | 10.1 ± 1.7 | 3.0 |
| 80037-01-08-06 | 04-25-2004 | 08:23 | 2832.0 | 78.2 | 15.8 | 462.2 ± 14.9 | 134.9 ± 39.5 | 17.5 ± 1.9 | 4.5 |
| 80037-01-09-00 | 04-30-2004 | 04:48 | 3392.0 | 122.9 | 16.0 | 698.1 ± 12.1 | 111.4 ± 33.9 | 12.9 ± 1.4 | 4.6 |
| 80037-01-09-00 | 04-30-2004 | 06:24 | 3328.0 | 124.1 | 16.0 | 685.0 ± 8.9 | 84.9 ± 23.8 | 12.4 ± 1.3 | 4.8 |
| 80037-01-09-00 | 04-30-2004 | 08:02 | 3088.0 | 126.3 | 16.0 | 702.0 ± 9.1 | 101.5 ± 35.1 | 13.5 ± 1.5 | 4.4 |
| 80037-01-09-01 | 05-04-2004 | 01:45 | 2960.0 | 154.2 | 16.3 | 850.9 ± 15.2 | 121.2 ± 47.8 | 12.5 ± 1.7 | 3.7 |
| 80037-01-09-01 | 05-04-2004 | 04:54 | 3392.0 | 115.5 | 16.3 | 595.4 ± 2.7 | 18.4 ± 8.3 | 8.4 ± 1.3 | 3.3 |
| 80037-01-09-01 | 05-04-2004 | 06:28 | 3440.0 | 160.9 | 16.3 | 563.8 ± 3.2 | 20.2 ± 9.3 | 6.8 ± 1.1 | 3.2 |
| 80037-01-09-02 | 05-01-2004 | 04:28 | 3280.0 | 118.6 | 16.1 | 621.4 ± 11.7 | 89.4 ± 37.6 | 13.1 ± 2.0 | 3.3 |
| 80037-01-09-02 | 05-01-2004 | 06:01 | 3376.0 | 117.7 | 16.1 | 622.2 ± 9.5 | 68.4 ± 24.9 | 12.3 ± 1.7 | 3.7 |
| 80037-01-09-02 | 05-01-2004 | 07:39 | 3152.0 | 120.5 | 16.1 | 650.1 ± 14.1 | 75.4 ± 28.3 | 11.4 ± 1.7 | 3.4 |
| 80037-01-09-03 | 05-05-2004 | 01:23 | 2832.0 | 186.7 | 16.1 | 741.3 ± 3.7 | 59.6 ± 11.0 | 12.0 ± 0.7 | 8.0 |
| 80037-01-09-03 | 05-05-2004 | 02:57 | 3040.0 | 158.2 | 16.1 | 784.3 ± 13.9 | 111.1 ± 38.3 | 10.7 ± 1.3 | 4.1 |
| 80037-01-09-04 | 05-03-2004 | 05:16 | 3376.0 | 114.6 | 17.6 | 616.5 ± 18.0 | 124.1 ± 41.1 | 14.9 ± 2.0 | 3.7 |
| 80037-01-09-04 | 05-03-2004 | 06:51 | 3392.0 | 116.0 | 17.6 | 628.4 ± 18.3 | 128.9 ± 36.4 | 15.6 ± 1.8 | 4.4 |
| 80037-01-10-00 | 05-08-2004 | 08:09 | 3392.0 | 121.2 | 17.2 | 676.4 ± 11.7 | 121.8 ± 31.3 | 14.4 ± 1.4 | 5.1 |
| 80037-01-10-00 | 05-08-2004 | 09:46 | 1712.0 | 120.7 | 17.2 | 690.3 ± 29.4 | 172.1 ± 80.0 | 15.0 ± 2.5 | 3.0 |
| 80037-01-10-01 | 05-07-2004 | 10:10 | 3120.0 | 186.9 | 16.6 | 699.9 ± 2.5 | 30.0 ± 5.4 | 10.7 ± 0.7 | 7.6 |
| 80051-02-01-00 | 01-18-2004 | 12:21 | 3376.0 | 162.5 | 16.1 | 744.0 ± 2.5 | 29.3 ± 8.2 | 9.9 ± 0.9 | 5.4 |
| 80051-02-01-00 | 01-18-2004 | 13:59 | 3152.0 | 181.1 | 16.1 | 676.8 ± 1.5 | 21.0 ± 5.2 | 9.6 ± 0.7 | 6.4 |
| 80051-02-01-01 | 01-19-2004 | 10:24 | 3440.0 | 138.6 | 16.0 | 643.2 ± 4.4 | 28.6 ± 13.9 | 8.2 ± 1.3 | 3.1 |
| 80051-02-01-01 | 01-19-2004 | 11:59 | 3392.0 | 124.0 | 16.0 | 852.5 ± 20.8 | 132.5 ± 63.1 | 13.5 ± 2.1 | 3.2 |
| 80051-02-01-02 | 01-20-2004 | 11:38 | 3392.0 | 190.3 | 16.0 | 709.6 ± 3.6 | 41.6 ± 10.3 | 9.9 ± 0.8 | 5.8 |
| 80051-02-01-02 | 01-20-2004 | 13:13 | 3392.0 | 146.4 | 16.0 | 704.3 ± 1.3 | 16.6 ± 3.4 | 9.9 ± 0.7 | 6.9 |
| 80051-02-01-03 | 01-21-2004 | 14:30 | 3168.0 | 147.8 | 17.0 | 722.4 ± 3.2 | 52.2 ± 8.2 | 13.0 ± 0.7 | 8.8 |
| 80051-02-01-05 | 01-22-2004 | 07:50 | 2704.0 | 151.9 | 16.4 | 745.6 ± 1.2 | 16.1 ± 3.2 | 9.3 ± 0.6 | 7.3 |
| 80051-02-01-05 | 01-22-2004 | 09:20 | 3152.0 | 111.8 | 16.4 | 725.2 ± 3.1 | 33.7 ± 7.5 | 11.6 ± 0.9 | 6.1 |
| 80051-02-01-06 | 01-22-2004 | 12:29 | 3440.0 | 168.8 | 16.6 | 1142.8 ± 8.6 | 65.3 ± 22.5 | 9.8 ± 1.2 | 4.1 |
| 80051-02-01-06 | 01-22-2004 | 14:06 | 2384.0 | 158.8 | 16.6 | 767.8 ± 6.9 | 49.3 ± 19.8 | 10.2 ± 1.4 | 3.6 |
| 80051-02-02-00 | 01-24-2004 | 10:12 | 3040.0 | 84.5 | 16.3 | 694.6 ± 7.4 | 72.7 ± 18.2 | 14.6 ± 1.3 | 5.5 |
| 80051-02-02-01 | 01-26-2004 | 09:28 | 2912.0 | 102.6 | 30.0 | 804.5 ± 10.0 | 73.3 ± 28.0 | 14.7 ± 1.9 | 3.8 |
| 80051-02-02-01 | 01-26-2004 | 11:03 | 3328.0 | 103.5 | 30.0 | 783.3 ± 10.1 | 84.2 ± 33.9 | 15.0 ± 2.0 | 3.7 |
| 80414-01-04-00 | 08-29-2003 | 20:44 | 3280.0 | 142.5 | 16.7 | 522.2 ± 23.7 | 218.9 ± 59.4 | 17.2 ± 2.1 | 4.0 |
| 80414-01-04-00 | 08-29-2003 | 22:18 | 3456.0 | 143.7 | 16.7 | 557.7 ± 18.5 | 172.6 ± 54.9 | 15.5 ± 1.6 | 4.7 |
| 80414-01-04-01 | 08-30-2003 | 18:49 | 2800.0 | 201.3 | 18.0 | 767.6 ± 10.6 | 99.9 ± 28.5 | 14.0 ± 1.4 | 4.9 |
| 80414-01-04-01 | 08-30-2003 | 20:23 | 3216.0 | 208.8 | 18.0 | 818.7 ± 24.1 | 154.2 ± 53.2 | 13.0 ± 1.7 | 3.9 |
| 80414-01-05-02 | 10-06-2003 | 23:49 | 2736.0 | 110.1 | 16.9 | 761.9 ± 24.2 | 193.6 ± 60.1 | 16.5 ± 1.9 | 4.2 |
| 80414-01-06-00 | 10-14-2003 | 22:31 | 3216.0 | 97.1 | 16.6 | 662.1 ± 14.7 | 85.6 ± 28.0 | 14.6 ± 1.9 | 3.8 |
| 90422-01-01-01 | 10-04-2004 | 18:23 | 3264.0 | 112.9 | 15.6 | 613.2 ± 17.4 | 100.6 ± 34.6 | 11.4 ± 1.6 | 3.5 |
| 90422-01-01-01 | 10-04-2004 | 19:57 | 3392.0 | 113.0 | 15.6 | 591.3 ± 16.0 | 110.2 ± 32.5 | 12.5 ± 1.5 | 4.2 |
| 90422-01-01-02 | 10-06-2004 | 19:11 | 3456.0 | 122.7 | 17.6 | 640.9 ± 29.3 | 216.9 ± 89.0 | 15.7 ± 2.2 | 3.6 |
| 90422-01-01-03 | 10-05-2004 | 19:34 | 3456.0 | 177.6 | 16.4 | 662.0 ± 3.9 | 45.1 ± 9.7 | 10.8 ± 0.9 | 6.3 |
| 90422-01-01-03 | 10-05-2004 | 21:09 | 1056.0 | 182.4 | 16.4 | 661.2 ± 1.5 | 12.8 ± 3.0 | 9.5 ± 0.9 | 5.5 |
| 91425-01-04-03 | 11-17-2005 | 22:13 | 2240.0 | 111.4 | 17.5 | 742.8 ± 35.2 | 266.9 ± 141.1 | 24.5 ± 3.9 | 3.1 |

5.3 Compléments

L'étude de cette source a permis de mettre en évidence la chute de cohérence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$. L'interprétation de cette chute comme étant la signature de l'ISCO est renforcée. Cependant, des interprétations alternatives existent.

Méndez (2006) montre que le facteur de qualité maximal et l'amplitude RMS maximale des kHz QPO mesurés dans une dizaine de sources sont corrélés avec la luminosité de la source. Dans le cas du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$, le facteur de qualité maximal et l'amplitude RMS maximale augmentent avec la luminosité jusqu'à un maximum puis décroissent dans les hautes luminosités (sources Z). La relation entre les paramètres des kHz QPO et la luminosité pour une même source est cependant plus complexe. On observe le phénomène des *parallel tracks* : plusieurs fréquences correspondent à la même luminosité. Par conséquent, plusieurs facteurs de qualité et amplitude RMS correspondent également à la même luminosité. En revanche, Méndez (2006) observe une corrélation entre la dureté spectrale et les paramètres des kHz QPO pour une même source (4U 1608-52). En particulier, il observe une chute du facteur de qualité et de l'amplitude RMS avec la dureté spectrale de la source.

Pour expliquer à la fois la dépendance entre les valeurs maximales des paramètres des kHz QPO et la luminosité et les relations entre le facteur de qualité et l'amplitude RMS et la dureté spectrale, il propose un mécanisme radiatif. Dans ce modèle, les oscillations naissent dans le disque d'accrétion mais la modulation du flux X est liée aux composantes hautes énergies du spectre décrites par un modèle de comptonisation thermique. Dans les sources *Atoll*, les variations de la composante haute énergie sont provoquées par des changements du taux d'accrétion. La fréquence des oscillations varie également avec le taux d'accrétion. On observe ainsi une corrélation entre le facteur de qualité et l'amplitude des kHz QPO et la fréquence car tous ces paramètres dépendent du taux d'accrétion. Un modèle de comptonisation avec un taux d'accrétion qui dépend du temps permet de créer la variabilité dans le spectre de puissance. Ce modèle ne nécessite pas la présence d'une dernière orbite stable pour expliquer la chute de cohérence et d'amplitude avec la fréquence. Qualitativement, ce modèle radiatif permet d'expliquer la dépendance entre l'amplitude des variabilités et la luminosité pour un ensemble de sources. Cependant, dans ce scénario, il n'y a pas d'explications directes de la chute du facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ avec la luminosité et avec la dureté spectrale.

L'ensemble du raisonnement développé par Méndez (2006) repose sur l'analogie entre la dépendance des valeurs maximales des paramètres des kHz QPO et la luminosité pour un ensemble de sources (figure 3 dans Méndez (2006)) et la relation entre les paramètres des kHz QPO et la dureté spectrale dans une même source (figure 7 dans Méndez (2006)). Dans son scénario, l'amplitude des variabilités est uniquement déterminée par la dureté spectrale de la source. Cependant, on peut voir sur la figure 7 que pour la même valeur de dureté spectrale (p.ex -0.46 pour le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$), l'amplitude RMS varie d'un facteur 2 (5 à 10 %). D'autre part, pour un

RMS donnée (p.ex 6 % pour le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$), la dureté spectrale est très différente. Il semble donc que la dureté spectrale ne soit pas un facteur déterminant pour l'amplitude RMS à l'intérieur d'une source. On observe un phénomène similaire pour le facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$. Ceci semble indiquer que le scénario radiatif ne permet pas d'expliquer complètement la dépendance entre les paramètres des kHz QPO et la dureté spectrale.

La relation entre facteur de qualité maximal et luminosité pour le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ déterminée par Méndez (2006) a été obtenue en utilisant des résultats provenant d'analyses différentes. Ces analyses ne sont pas toutes identiques et les paramètres des kHz QPO obtenus sont difficilement comparables. Par exemple, le facteur de qualité maximal de la source 4U 0614+09 est mesuré sans correction de la dérive en fréquence. De plus, la chute de cohérence n'ayant pas été mise en évidence, cette valeur mesurée constitue uniquement une limite inférieure à la valeur maximale. Ayant mesuré la chute de cohérence pour la source 4U 0614+09, nous avons choisi d'étudier à nouveau la relation entre facteur de qualité maximal et luminosité dans les sources *Atoll* analysées par Méndez (2006).

Pour construire cette relation, nous avons choisi d'analyser de façon homogène l'ensemble des données d'archives présentes sur le site de l'HEASARC à la fin 2008 pour les sources 4U 0614+09, Aquila X-1, 4U 1728-34, 4U 1636-536, 4U 1608-52, 4U 1735-444 et 4U 1820-303. Pour chaque source, nous avons construit des spectres de puissance élémentaires sur 16 secondes en utilisant les photons de la bande 2 keV - 40 keV. Pour les sources 4U 1728-34, 4U 1636-536 et 4U 1608-52, le facteur de qualité maximal mesuré dans les précédentes études est supérieur à 200. Pour mesurer avec précision de tels facteurs de qualité, on utilise une résolution en fréquence de 0.5 Hz pour construire les spectres de puissance. Pour les autres sources, la résolution utilisée est 1 Hz.

Pour chaque observation présente dans l'archive, on tente de reconstruire l'évolution temporelle de la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ en utilisant la méthode présentée à la section 2.2.2. Les observations pour lesquelles on ne peut reconstruire cette évolution sont supprimées de l'analyse. Pour chaque source, on reconstruit la relation $Q - \nu$ échantillonnée en groupant les segments élémentaires avec la technique de shift-and-add. Le pas d'échantillonnage utilisé pour reconstruire la relation varie en fonction des sources et du nombre de $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ détectés. Pour l'ensemble des sources étudiées, cette largeur est comprise entre 10 Hz et 25 Hz. L'ensemble des résultats sont présentés sur la figure 5.1 hormis pour la source Aquila X-1 dont les résultats sont présentés sur la figure 3.1 du chapitre 3.

On observe la chute de cohérence pour les 7 sources et il est possible d'obtenir une bonne estimation du facteur de qualité maximal pour chaque source. On détermine ensuite le taux de comptage moyen associé au facteur de qualité maximal. On modélise l'émission de la source par un rayonnement Bremsstrahlung à 5 keV. En utilisant la distance de la source, on obtient une estimation grossière de la luminosité associée au facteur de qualité maximal. La relation

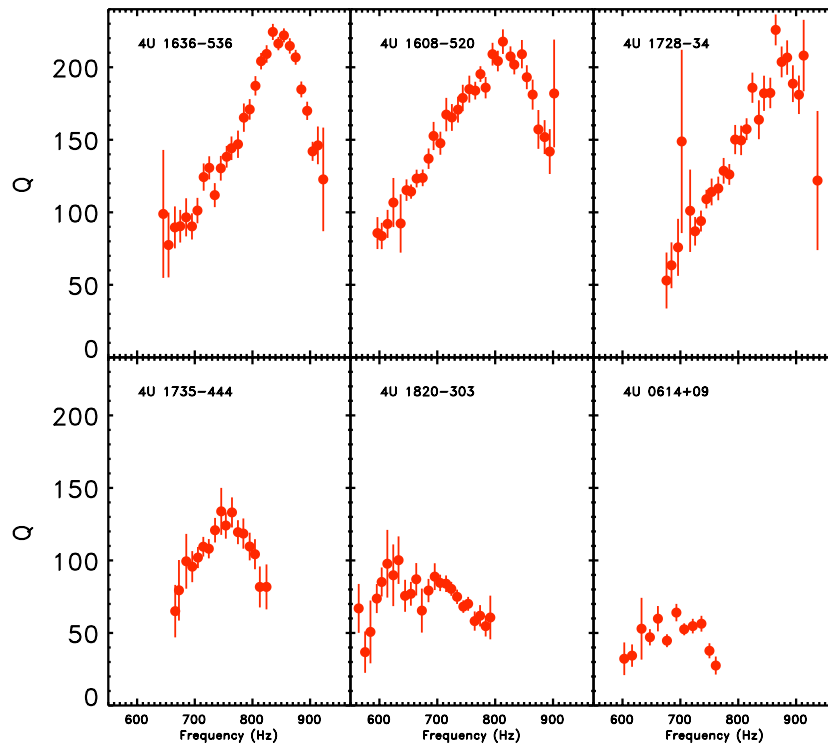


FIGURE 5.1 – Relation entre le facteur de qualité moyen et la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ pour les sources 4U 1636-536, 4U 1608-52, 4U 1728-34, 4U 1735-444, 4U 1820-303 et 4U 0614+09. Les observations ont été groupées par intervalle de fréquence de largeur comprise entre 10 et 25 Hz en utilisant la technique de shift-and-add. La chute du facteur de qualité à haute fréquence est clairement visible pour les 6 sources étudiées. Ce comportement est typique des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ (voir Barret et al., 2006). On peut ainsi estimer précisément le facteur de qualité maximal pour chacune des sources.

facteur de qualité maximal - luminosité ainsi obtenue est représentée sur la figure 5.2.

Cette nouvelle analyse vient confirmer les résultats obtenus par Méndez (2006) pour les source *Atoll*. Le facteur de qualité maximal augmente avec la luminosité jusqu'à une valeur maximale puis décroît avec la luminosité. On peut tout de même remarquer que la montée du facteur de qualité maximal repose uniquement sur la source 4U 0614+09. En étudiant d'autres sources produisant des kHz QPO et ayant une faible luminosité, on pourrait contraindre et confirmer cette phase de montée.

D'autre part, cette montée est extrêmement brutale. La luminosité des sources 4U 0614+09 et Aquila X-1 est du même ordre de grandeur tandis que leur facteur de qualité maximal est très différent (facteur 2 entre les deux valeurs). Par conséquent, le mécanisme responsable de la relation entre le facteur de qualité maximal et la luminosité doit posséder un effet de seuil : en dessous d'une luminosité critique, la cohérence des oscillations est faible tandis qu'au dessus

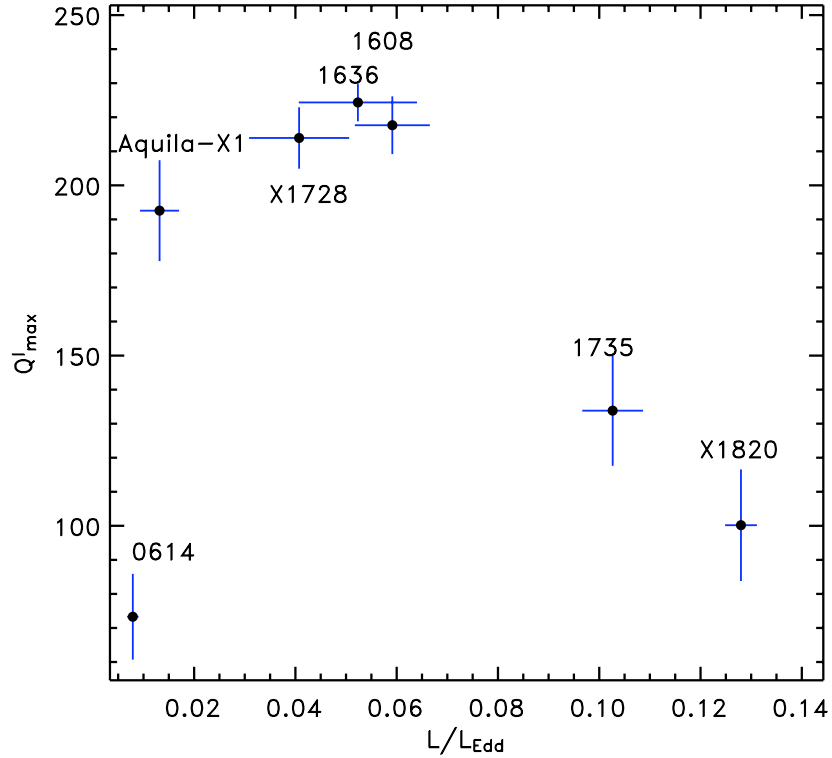


FIGURE 5.2 – Facteur de qualité maximal du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ en fonction de la luminosité de la source au moment où cette valeur est atteinte. La luminosité est exprimée en unité de luminosité d’Eddington pour une étoile à neutrons de $1.9M_{\odot}$ (voir section 1.1.2).

de ce seuil, la cohérence est très élevée. Le mécanisme radiatif exposé par Méndez (2006) ne propose pas de luminosité critique séparant deux régimes d’oscillation différents.

Cette étude complémentaire montre qu’il existe probablement un mécanisme physique qui limite la cohérence maximale du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ dans les sources *Atoll*. La relation entre la cohérence et l’amplitude maximales et la luminosité suggère un mécanisme radiatif. En revanche, un tel mécanisme semble moins performant pour expliquer les relations entre les paramètres des kHz QPO à l’intérieur d’une seule source et particulièrement la chute de cohérence. A ce jour, nous considérons que l’interprétation de cette chute comme étant la signature de l’ISCO est la plus probable.

5.4 Conclusions

Cette étude systématique de la source 4U 0614+09 a permis de mettre en évidence les points suivants :

- on ne confirme pas la détection d’un kHz QPO à 1330 Hz. La fréquence maximale mesu-

- rée pour cette source est ~ 1220 Hz, ce qui est comparable à celles des autres sources.
- on observe pour la première fois la chute de cohérence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$. Les propriétés des kHz QPO dans la source 4U 0614+09 sont similaires à celles des kHz QPO dans les autres sources étudiées.
 - la séparation en fréquence entre les kHz QPO jumeaux est constante et très différente de la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons (ou de la moitié de celle-ci).
 - Si la chute de cohérence est interprétée comme étant la signature de l'ISCO (voir section 1.3.2), on peut estimer la fréquence orbitale de l'ISCO de la façon suivante. On calcule la fréquence maximale du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ en extrapolant la relation $Q - \nu$ jusqu'à 0. Dans l'hypothèse où la séparation en fréquence est constante, on peut estimer la fréquence orbitale correspondante à ~ 1250 Hz. En utilisant la formule 1.28, on obtient une masse gravitationnelle de $1.9M_{\odot}$ pour l'objet compact. Bien qu'élevée, cette masse est compatible avec les équations d'état les plus récentes.
 - La source 4U 0614+09 est la deuxième source présentant une bande de fréquence où peu de $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ sont détectés. Ceci est probablement lié à une chute localisée de l'amplitude RMS. Ce résultat implique que les deux types de kHz QPO ont des distributions différentes. Il faut donc être prudent sur les conclusions faites en utilisant la distribution des rapports de fréquences estimées à partir de la détection des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ uniquement.

Cette source pourrait permettre de discriminer les modèles de production de kHz QPO à partir du lien entre la séparation en fréquence des kHz QPO jumeaux et la fréquence de rotation de l'objet compact. L'étoile à neutrons du système binaire se trouve à la frontière entre les rotateurs rapides ($\nu_{\text{spin}} > 400$ Hz) et les rotateurs lents ($\nu_{\text{spin}} < 400$ Hz). Elle est donc particulièrement contraignante pour les modèles. Les résultats obtenus sur la séparation en fréquence indiquent que celle-ci est constante et très différente de la fréquence mesurée dans un sursaut avec le BAT (Burst Alert Telescope). Cependant, pour pouvoir tirer des conclusions sur les modèles, la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons doit être confirmée :

- la détection rapportée par Strohmayer et al. (2008) a une significativité statistique de 4σ seulement
- c'est la seule source dans laquelle le BAT a détecté une oscillation
- Strohmayer et al. (2008) n'ont pas détecté d'oscillations dans les autres sursauts de 4U 0614+09

Pour confirmer cette détection, il serait intéressant de combiner tous les sursauts détectés dans 4U 0614+09 pour augmenter le rapport signal sur bruit et peut-être détecter l'oscillation.

Chapitre 6

Distribution des fréquences des kHz QPO dans les LMXB

6.1 Résumé de la publication

Contexte scientifique de la publication

Depuis la découverte des kHz QPO dans les LMXB en 1995, le satellite RXTE a accumulé une grande quantité de données d'observation sur un grand nombre de systèmes. Ces données ont été utilisées pour étudier la distribution des fréquences des kHz QPO pour tester les prédictions des modèles de résonance. Ces modèles prédisent une distribution piquée des rapports de fréquences autour de valeurs comme $3/2$ ou $5/4$ (voir section 1.3.2). En particulier, dans le système Scorpius X1, cette distribution a été observée (Abramowicz et al., 2003). Török et al. (2008) ont également montré qu'une telle distribution est observée dans le système 4U 1636-536. Enfin, plusieurs systèmes binaires X contenant un candidat trou noir ont également une distribution des rapports de fréquences piquée autour de $3/2$ (Remillard, 2005). Cependant, l'utilisation de ces distributions de rapports de fréquences comme preuve observationnelle du modèle de résonance est controversée (Belloni et al., 2005). La distribution des rapports de deux quantités linéairement corrélées est biaisée. Si d'un point de vue formel on observe effectivement une distribution piquée des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux, ce résultat ne fournit pas d'information utile sur un possible mécanisme de résonance sous-jacent car les fréquences des kHz QPO sont linéairement corrélées.

D'autre part, la significativité statistique d'une composante du spectre de puissance est donnée approximativement par :

$$n_{\sigma} \propto \frac{S^2}{S+B} RMS^2 \left(\frac{T}{\delta\nu} \right)^{1/2} \sim S \times RMS^2 \left(\frac{T}{\delta\nu} \right)^{1/2} \quad (6.1)$$

avec S et B les taux de comptage de la source et du bruit de fond, RMS est l'amplitude RMS du signal, T est le temps d'intégration du spectre de puissance et $\delta\nu$ est la largeur de la composante du spectre de puissance. Les paramètres du kHz QPO (RMS et $\delta\nu$) variant avec la fréquence, n_σ dépend également de la fréquence. De plus, en moyenne, les fréquences les plus élevées correspondent à un taux de comptage plus élevé. Il y a deux conséquences à ces corrélations :

- le temps d'intégration nécessaire pour détecter un kHz QPO au dessus du seuil de détection dépend de la fréquence
- si le temps d'intégration est limité (durée d'un segment d'observation par exemple), les kHz QPO ne sont pas détectés sur toute la bande de fréquence

Par conséquent, la distribution des fréquences et des rapports de fréquences observée est directement affectée par la manière dont les données sont analysées.

Deux approches sont utilisées pour analyser les distributions. La première approche consiste à comparer des détections sur des temps d'intégration limités (typiquement la durée d'un segment d'observation ~ 3000 s). C'est l'approche choisie par Abramowicz et al. (2003); Török et al. (2008). La seconde approche consiste à optimiser le temps d'intégration pour détecter l'un des kHz QPO (en général, le $QPO_{\text{kHz},1}$ est choisi) pour maximiser le nombre de détection. La fréquence du $QPO_{\text{kHz},2}$ est calculée en utilisant la relation liant ν_2 à ν_1 . C'est l'approche choisie par Belloni et al. (2005). Ces deux approches ne sont pas équivalentes et possèdent toutes les deux un biais. Dans le premier cas, la distribution est piquée là où les paramètres des kHz QPO jumeaux permettent une détection simultanée des deux kHz QPO sur le temps d'intégration utilisé. Dans le second cas, la distribution des kHz QPO est piquée là où le $QPO_{\text{kHz},1}$ est le plus facilement détectable, c'est-à-dire quand le facteur de qualité et l'amplitude RMS sont maximaux.

Nous avons analysé les données des trois sources 4U 0614+09, 4U 1636-536 et Scorpius X1 pour :

- étudier la dépendance de la significativité statistique avec la fréquence
- étudier les distributions des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux
- étudier l'influence de la significativité statistique sur la distribution des rapports de fréquences

Les trois sources choisies constituent un échantillon représentatif des systèmes binaires X de différentes luminosités contenant une étoile à neutrons et pour lesquels des kHz QPO ont été détectés. Ces sources ont été intensivement observées par le satellite RXTE et l'on dispose de plusieurs centaines de segments d'observation pour chacune d'elles.

Pour chaque observation de l'archive, on construit des spectres de puissance entre 1 Hz et 2048 Hz sur 16 s normalisés selon Leahy et al. (1983) en utilisant les photons de la bande 2 keV - 40 keV (voir chapitre 2).

Principaux résultats

L'analyse des données a permis de construire les histogrammes des rapports de fréquences pour les QPO_{kHz,1} détectés seuls, pour les QPO_{kHz,2} détectés seuls et pour les kHz QPO jumeaux pour les deux sources *Atoll* 4U 1636-536 et 4U 0614+09. Ces histogrammes sont présentés sur la figure 1 de la publication. Les deux pics mis en évidence par Török et al. (2008) autour des valeurs 1.5 et 1.25 dans la distribution des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux pour la source 4U 1636-536 sont clairement reproduits par notre analyse. On confirme ainsi les résultats de Török et al. (2008) sur un échantillon de données plus important. Dans ces histogrammes, la distribution des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux est différente de celle pour les QPO_{kHz,1} ou les QPO_{kHz,2} détectés seuls. Ce résultat est similaire à celui obtenu sur la source 4U 1820-303 par Barret & Boutelier (2008) et confirme la mise en garde faite sur l'utilisation de la distribution des rapports de fréquences des QPO_{kHz,1} pour inférer la distribution des kHz QPO jumeaux. Un pic est également présent autour de 1.5 dans la distribution des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux pour la source 4U 0614+09.

Nous avons ensuite reconstruit la relation $n_\sigma - \nu$ échantillonnée en utilisant la technique de shift-and-add. Nous avons normalisé la significativité statistique par rapport à un temps d'intégration moyen de 3000 s (figure 2 de la publication). Cette relation entre la significativité statistique et la fréquence démontre qu'aucun des deux kHz QPO ne peut être détecté sur 3000 s au dessus d'un seuil de 5.5σ sur toute la bande de fréquence.

Nous avons également reconstruit les relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ échantillonnées pour la source 4U 1636-536 (figure 3 de la publication). L'analyse des relations avec la fréquence des paramètres des kHz QPO et de la significativité statistique montre que pour le QPO_{kHz,1}, n_σ atteint son maximum quand l'amplitude RMS du kHz QPO atteint son maximum et la largeur son minimum. Pour le QPO_{kHz,2}, l'évolution de n_σ est plus plate : la diminution de l'amplitude RMS est compensée par une diminution de la largeur et une augmentation du taux de comptage. n_σ atteint un minimum local quand la fréquence du QPO_{kHz,2} est proche de 1100 Hz. Ce minimum local correspond à une augmentation locale de la largeur du kHz QPO. Un tel minimum est également présent dans l'évolution fréquentielle du n_σ du QPO_{kHz,2} pour la source 4U 0614+09. Pour cette source, ce minimum est associé à une diminution locale de l'amplitude RMS. Ces minima locaux permettent d'expliquer l'absence de détection des kHz QPO dans certaines bandes de fréquence pour les sources 4U 1636-536 et 4U 0614+09. Après ce minimum local, n_σ atteint un maximum local dans les deux sources permettant de détecter des kHz QPO jumeaux dans une bande de fréquence très étroite. Ceci produit un second pic dans les distributions des rapports de fréquences des kHz QPO, p.ex le pic à 1.25 dans la source 4U 1636-536.

Nous avons construit des simulations pour visualiser les effets de la dépendance de la significativité statistique avec la fréquence sur la distribution des rapports de fréquences. En supposant

une distribution uniforme de $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ sur une bande de fréquence ([550 Hz, 1250 Hz] pour 4U 1636-536), une analyse des données simulées comparable à celle effectuée sur les données d'archives permet de reproduire qualitativement la forme et les pics des distributions observées. Par exemple, les pics autour de 1.5 sont visibles pour les deux sources, de même que le second pic autour de 1.3 pour la source 4U 1636-536. Ainsi, une distribution sous-jacente de kHz QPO uniforme produit une distribution observée piquée car les paramètres des kHz QPO ne permettent pas leur détection sur le même temps d'intégration dans toute la bande en fréquence. On peut également noter que la distribution des rapports de fréquences calculée à partir du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ ou du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ uniquement n'est ni complète ni représentative de la distribution intrinsèque des kHz QPO.

Nous avons également simulé une distribution uniforme de $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et calculé la distribution des rapports de fréquences en utilisant l'approche où le temps d'intégration est optimisé. Nous avons construit l'histogramme de la distribution des rapports de fréquences en calculant le temps d'intégration minimal pour détecter le kHz QPO au-dessus du seuil en utilisant la relation $n_\sigma - \nu$. Cette distribution est fortement piquée autour de 1.3, c'est-à-dire là où le temps d'intégration pour détecter le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ est minimal. Cette distribution piquée n'est pas représentative de la distribution uniforme sous-jacente. Elle reflète uniquement la variation de n_σ avec la fréquence. Cette méthode semble donc inadaptée pour l'étude des distributions des rapports de fréquences.

Forts de ces résultats, nous avons analysé le cas de la source Scorpius X1. Comme pour les sources 4U 1636-536 et 4U 0614+09, nous avons utilisé la technique de shift-and-add pour calculer les relations $n_\sigma - \nu$, $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ échantillonnées. Ces relations montrent que le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ est détecté au dessus du seuil de détection sur une bande en fréquence très étroite (~ 300 Hz), limitant la distribution en rapports de fréquences entre 1.3 et 1.6. Le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est détecté sur une bande en fréquence plus large et sa significativité statistique est toujours supérieure à celle du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$. Comme pour les deux autres sources, nous avons effectué des simulations pour visualiser l'influence de la dépendance de la significativité statistique avec la fréquence sur la distribution des rapports de fréquences observée. A partir d'une distribution uniforme de $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$, nous reproduisons une distribution similaire à celle observée, en particulier, le pic autour de 1.5. Nous en concluons que, comme pour les deux autres sources, le pic dans la distribution observée est compatible avec une distribution uniforme des fréquences.

6.2 Publication 4

On the distribution of frequency ratios of kHz QPOs

Martin Boutelier^{1,2*}, Didier Barret^{1,2} & Yongfeng Lin^{1,2,3} & Gabriel Török⁴

¹Université de Toulouse (UPS)

²Centre National de la Recherche Scientifique, Centre d'Etude Spatiale des Rayonnements, UMR 5187, 9 av. du Colonel Roche, BP 44346, 31028 Toulouse Cedex 4

³Tsinghua University, Beijing

⁴Institute of Physics, Faculty of Philosophy and Science, Silesian University in Opava, Bezručovo nám. 13, CZ-74601 Opava, Czech Republic

Accepted 2009 September 15. Received 2009 September 15; in original form 2009 September 2

ABSTRACT

The width ($\Delta\nu$), root mean squared amplitude (r_S) of lower and upper kHz quasi-periodic oscillations (QPOs) from accreting neutron stars vary with frequency. Similarly, the QPO frequency varies with the source count rate (S). Hence, the significance of a QPO, scaling as $S \times r_S^2 / \sqrt{\Delta\nu}$ will also depend on frequency. In addition, the significance also scales up with the square root of the integration time of the Fourier power density spectrum (T). In practice and in most analysis, T is constrained (e.g. limited by the RXTE orbital period if the source is occulted by the earth) or minimized to increase the number of detections. Consequently, depending on the way data are considered, kHz QPOs (the lower, the upper or both kHz QPOs) may be detected only over a limited range of their frequency spans or detected predominantly at some frequencies, leading potentially to biases in the observed distributions of frequencies or frequency ratios. Although subject of much controversy, an observed clustering of QPO frequency ratios around 3/2 in Sco X-1, also seen in other sources, has been previously used as an argument supporting resonance based models of neutron star QPOs. In this paper, we measure how the statistical significance of both kHz QPOs vary with frequency. For this purpose, we consider three prototype neutron star kHz QPO sources, namely 4U1636-536, 4U0614+091 and Sco X-1, whose QPO parameters have different, though representative, dependence with frequency. As the significance of QPO detection depends on frequency, we show that in sensitivity-limited observations (as in the case of the RXTE/PCA), a simultaneous detection of both the lower and upper kHz QPOs can only be achieved over limited frequency ranges. As a result, even a uniform distribution of QPO frequencies will lead to peaks (in particular around 3/2) in the histogram of ratios of simultaneous kHz QPO frequencies. This implies that the observed clustering of ratios of twin QPO frequencies does not provide any evidence for intrinsically preferred frequency ratios in those systems, thus weakening the case for a resonance mechanism at the origin of neutron star kHz QPOs.

Key words: Accretion - Accretion disk, stars: neutron, stars: X-rays

1 INTRODUCTION

Despite a wealth of observational data, accumulated since their discovery in 1995, there is not yet a commonly accepted model of neutron star kHz QPOs. In recent years, a lot of efforts has been devoted to studying the distribution of the observed frequencies (or frequency ratios), in an attempt to provide insights to theoretical models. This was particularly relevant for resonance based models which predicted that both the ratio of frequencies as well as the frequencies themselves should cluster around specific values. Apparent support for these models came from the observation that the ratios of simultaneous lower and upper QPO frequencies from Sco X-1 clustered around 1.5, suggestive of a 3:2 resonance mechanism (Abramowicz et al. 2003a). Additional support came simulta-

neously from the observations of black hole high frequency QPOs associated with fixed 3/2 ratios (e.g. Remillard 2005, for a review). The clustering of frequency ratios, claimed in other neutron star systems as well (Török et al. 2008a, for 4U1636-536), remains a controversial issue since then. In particular, the significance of the clustering presented by Abramowicz et al. (2003a) was challenged by Belloni et al. (2005a).

The signal to noise ratio n_σ at which aperiodic variability such as a kHz QPO is detected in a photon counting experiment is approximately (Lewin, van Paradijs, & van der Klis 1988; van der Klis 1989):

$$n_\sigma \propto \frac{S^2}{B+S} r_S^2 \left(\frac{T}{\Delta\nu} \right)^{1/2} \sim S r_S^2 \left(\frac{T}{\Delta\nu} \right)^{1/2} \quad (1)$$

where S and B are source and background count rate, respectively, r_S is the root mean squared amplitude of the variability expressed

* Email : martin.boutelier@cesr.fr

2 Martin Boutelier, Didier Barret, Yongfeng Lin & Gabriel Török

as a fraction of S , T the integration time and $\Delta\nu$ the bandwidth of the variability. Hereafter, we will neglect B over S , because for most QPO sources, B (a few tens of counts/s/PCU, where PCU stands for PCA Unit, 5 at most, Bradt, Rothschild & Swank (1993)) is at least a factor of 10 lower than S , which is typically several hundreds of counts/s/PCU. In equation 1, r_S and $\Delta\nu$ vary with frequency (ν) (Barret, Olive, & Miller 2006), hence n_σ will depend also on ν . The frequency dependence of r_S and $\Delta\nu$ is a non monotonic function of frequency and has a different shape for the lower and upper kHz QPOs. In addition, in a given system, on average larger luminosities (hence count rates, S) correspond to larger ν (Ford et al. 2000). Actually, the situation is more complex, because of the parallel track phenomenon, which shows that ν is not uniquely determined by S , but that the spread of S over which QPOs are detected increases with frequency (van der Klis 2001). This is illustrated in Figure 2 in Barret, Olive, & Miller (2005a) where, in a frequency versus count rate diagram, it is mostly the left upper part of the diagram that is populated. The implications of the above are twofold. First, the integration time at which a kHz QPO is detected above a certain significance threshold will depend on frequency. Second, if T is constrained, kHz QPOs, either the lower, the upper or both may reach the significance threshold only over limited frequency ranges. This directly implies that the observed distribution of frequencies or frequency ratios will strongly depend on the way the data are considered.

When dealing with frequency distributions, two main types of analysis have been applied so far, both suffering from intrinsic biases. Methods consisting of averaging large amount of data, based on some selection criteria, e.g. spectral colors, position along a color-color diagram (e.g. Jonker et al. 2002, for GX5-1), same type of QPO falling in a given frequency interval, as for the shift and add procedure (e.g. Méndez & van der Klis 2000, for Sco X-1), erase the underlying distribution of frequencies and cannot be considered for this purpose. The first applicable method considers observations of similar durations. This is the case in particular when data are analyzed ObsID per ObsID, whose durations are limited by the RXTE orbital period to typically $\sim 2 - 3$ kseconds (by definition, an ObsID corresponds to a single observation, where observation refers to a temporally contiguous collection of data from a single pointing). This method will obviously bias the distribution of frequencies or ratios at frequencies where the two QPOs can be detected simultaneously on a typical ObsID timescale. Such a method was recently applied to 4U1636-536 by Török et al. (2008a) who reported a clustering of ratios at 3/2 and possibly at 5/4, to 4U1820-303 by Barret & Boutelier (2008) who found a clustering of ratios of simultaneous twin QPOs around 4/3 and to 4U0614+091 by Boutelier, Barret, & Miller (2009). In both studies, it was found that the distribution of ratios computed from the single lower QPO frequencies, estimating the upper QPO frequencies from their linear relationship differed from the distribution of ratios of simultaneous twin QPOs, as expected if the condition for detecting the lower QPO differed from the one for detecting the two QPOs simultaneously.

As to increase the number of detected frequencies, the second method minimizes the PDS integration time to detect one of the two QPOs (generally the lower QPO) and computes the missing frequency through the linear relationship linking the lower and upper QPO frequencies. This method will bias the distributions at frequencies where the lower QPO is easy to detect (e.g. when its RMS amplitude/quality factor reaches a maximum). It was used by Belloni et al. (2005b) who averaged a variable number of PDS (with integration time ranging from 64 seconds to 1280 seconds) to obtain a significant detection of the lower QPO. They found that

the distribution of lower QPO frequencies showed a pronounced peak around 850 Hz in 4U1636-536. Other less prominent peaks were present in the distribution of frequencies, all centered on different ratios. Later on, Belloni et al. (2007) monitored 4U1636-536 for 1.5 years, during regular 2 kilosecond pointings separated by 2 days, and found that the distribution of lower QPO frequencies differed from the previous one. In particular, the frequency distribution of the lower QPO extended down to 600 Hz and the overall distribution was flatter than previously measured. They also noticed that when considering one frequency per segment of 2 kseconds, the upper kHz QPO was detected only between 520 Hz and 950 Hz with an even distribution. All this led Belloni et al. (2007) to conclude that the kHz QPOs in 4U1636-536 did not show intrinsically preferred frequencies.

In this paper, we measure the frequency dependence of n_σ and show how it affects the distribution of frequencies measured with the two methods discussed above. This paper extends on previous work by Török et al. (2008b) who did not directly compute n_σ but rather scaled its value as the product of $r_S^2/\sqrt{\Delta\nu}$: the frequency dependence of r_S and $\Delta\nu$ was recovered for 4U1636-536 by interpolating the values reported by Barret, Olive, & Miller (2005a), i.e. derived from the analysis of a subset of the data considered here. Here, we have chosen three systems 4U1636-536, 4U0614+091 and Sco X-1, as being representative of low and high luminosity neutron star QPO sources, both in terms of RMS amplitudes and quality factors. Both sources have been extensively observed by RXTE; several hundreds of ObsIDs spanning over more than 10 years, thus minimizing any biases in the frequency distribution of their QPOs that could arise as a result of a non uniform sampling of the source states. This matters because Belloni et al. (2005b) have shown that a time limited and sparse sampling of a source, whose QPO frequency was modeled by a random walk could produce peaked frequency distributions. In addition, as discussed by Belloni et al. (2007), in the case of 4U1636-536, the long term evolution of the source intensity may also affect the observed frequency distributions.

In the following section, we present the histogram of frequency ratios, as derived from the homogenous processing of all archival data available to date for both 4U1636-536 and 4U0614+091. We then describe the analysis scheme used to recover n_σ over the full frequency span of both the lower and upper QPOs. Then, knowing n_σ as a function of frequency, assuming a uniform distribution of frequencies for the upper QPO, we show that we can reproduce, without any further assumptions, the clustering of frequency ratios seen in the data. We also illustrate how the method of optimizing the PDS integration time introduce strong biases in the histogram of ratios. Finally, we then extend our analysis to Sco X-1 before concluding.

2 DATA ANALYSIS

We have first considered all archival data from the Rossi X-ray Timing Explorer for 4U1636-536 and 4U0614+091. Our analysis builds upon previous work by Barret, Olive, & Miller (2005a,b, 2006, 2007) for 4U1636-536 and by Boutelier, Barret, & Miller (2009) for 4U0614+091. Data are considered per ObsID. For each ObsID, we have computed 16 second PDS with a 1 Hz resolution, using events recorded between 2 and 40 keV. The PDS are normalized according to Leahy et al. (1983), so that the Poisson noise level is constant around 2. As previously shown for 4U1636-536, the lower QPO can be so strong and so narrow that in some ObsIDs,

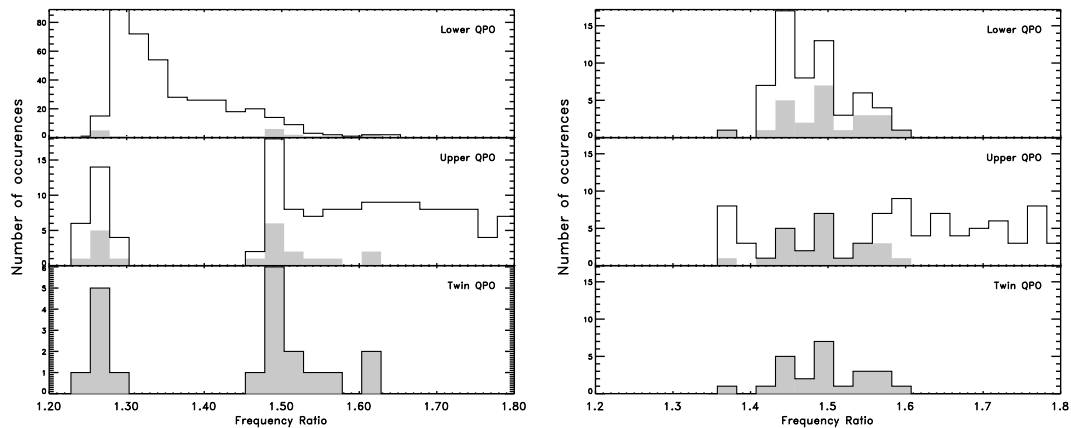


Figure 1. Histograms of ratios estimated from the frequencies of all single lower QPOs, all lower in twin QPOs (area in grey), all single upper QPOs, all upper in twin QPOs (area in grey) and all twin QPOs. In the case of a single QPO, the frequency of the other was computed from the linear function linking the two frequencies. 4U1636-536 is shown on the left and 4U0614+091 on the right hand side. Each frequency in that plot corresponds roughly to a similar integration time of the PDS (a typical ObsID duration).

the frequency drift within the ObsID can be corrected for using a tracking procedure similar to the one described in Barret, Olive, & Miller (2005a). Whenever possible, all the 16 second PDS are then aligned to the mean frequency of the lower QPO within the ObsID, to produce one single ObsID averaged PDS (otherwise they are averaged directly). This enables us to obtain meaningful parameters (width and amplitude) averaged over the ObsID, helping us to detect the upper QPO in some case, and in all cases, to identify whether it is a lower or an upper kHz QPO (see below). In 4U0614+091, the QPO is not strong enough to enable such an analysis. The ObsID averaged PDS is then blindly searched for excess power between 300 Hz and 1400 Hz using a scanning technique, as presented in Boirin et al. (2000). Each excess (at most the 2 strongest) is then fitted with a Lorentzian with three free parameters; frequency, full width at half maximum (constrained to range from 2 to 1000 Hz), and amplitude (equal to the integrated power of the Lorentzian). The Poisson noise level is fitted separately above 1400 Hz and then frozen when fitting the QPOs (the fitted noise level is generally close to 2, indicating no significant deadtime). Errors on each parameter are computed with $\Delta\chi^2 = 1$. As in previous papers in this field, our threshold for QPOs is related to the ratio (hereafter R) of the Lorentzian amplitude to its 1σ error (R was often quoted and used as a significance). In this paper, our threshold for R is 3, meaning that we consider only QPOs for which we can measure the power of the Lorentzian with an accuracy of 3σ or more. Such a threshold corresponds to a $\sim 5.5 - 6\sigma$ excess power in the PDS for a single trial, equivalent to $\sim 4\sigma$ significance if we account for the number of trials of the scanning procedure (van der Klis 1989).

2.1 Histograms of ratios

At the end of this first stage of our analysis, we have a set of ObsID averaged PDS (i.e. of comparable durations) with one or two significant QPOs in. For those averaged PDS in which only one significant QPO is detected, we identify whether it is a lower or

an upper by placing the QPO parameters in a RMS- ν and quality factor- ν diagram following Barret, Olive, & Miller (2006). In addition to the histogram of ratios derived from simultaneous twin QPO frequencies, using the nearly linear relationship between the lower and upper QPO frequencies, it is possible to compute the histograms of ratios estimated from the frequencies of all single lower QPOs and all single upper QPOs. The histograms are presented in Figure 1; the frequencies entering the histograms are the mean frequencies over the ObsID. The clusters previously found by Török et al. (2008a) around 1.5 and 1.25 for 4U1636-536 are reproduced and clearly the histograms computed from either the single lower or single upper QPOs is different from the one computed from simultaneous twin QPOs. A cluster of simultaneous twin QPOs centered around 1.5 is also seen from 4U0614+091.

2.2 Frequency dependence of QPO significance

We now wish to estimate how the significance of kHz QPOs varies with frequency. For this purpose, we apply the shift-and-add technique (Mendez et al. 1998). As originally discussed, this technique enables us to combine large amount of data, so that both the lower and upper QPOs can be detected simultaneously (this is possible for some ObsID, but generally requires longer integration times of the PDS). We shift-and-add all ObsID averaged PDS, considering all those with a QPO of the same type falling in the same frequency interval. The width of the frequency interval has been chosen to group enough PDS as to detect the two QPOs simultaneously, with a high significance. The large amount of data in the RXTE archive makes possible to consider interval of 30 Hz for 4U1636-536 and 50 Hz for 4U0614+091. Obviously, not all frequency intervals correspond to the same total PDS integration time, so we normalized the significance using equation 1 to the square root of the observing time of a typical ObsID, which we assumed to be 3 kseconds (this is about the mean duration of all ObsIDs from 4U0614+091; it is closer to 2.5 kseconds for 4U1636-536).

4 *Martin Boutelier, Didier Barret, Yongfeng Lin & Gabriel Török*

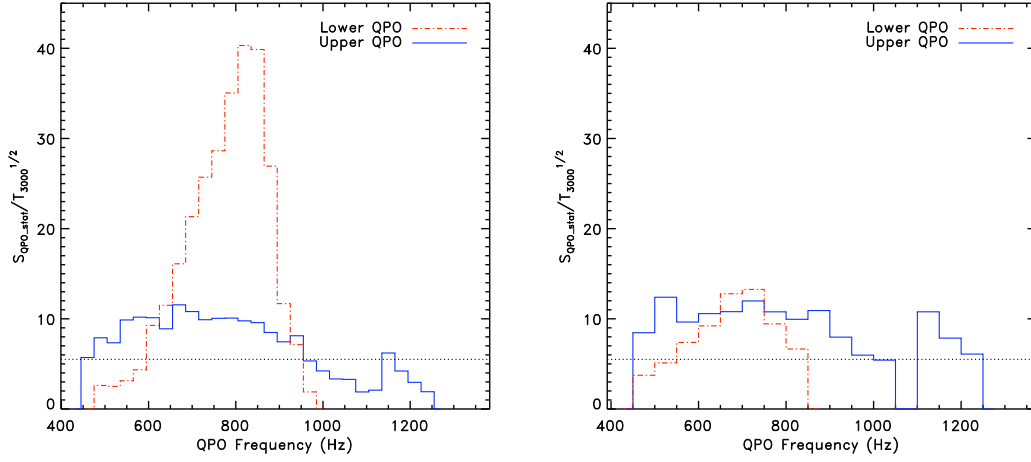


Figure 2. The significance of the PDS excess power in 4U1636-536 (left) and 4U0614+091 (right) against frequency, as recovered after applying the shift-and-add technique and normalizing the significance to the same observing time, assumed to be 3 kseconds, i.e. comparable to a typical ObsID exposure. The significance is computed from Boirin et al. (2000). It is equivalent to the significance given in equation 1 with a $1/4$ scaling coefficient. The horizontal dashed line indicates the 5.5σ (single trial) statistical significance threshold used in our analysis. The same way that not all frequency bins correspond to the same PDS integration time, not all frequency bins correspond to the same number of active PCUs. To account for this, the significance has also been normalized to the mean number of active PCUs over the whole frequency span (typically around 4). Neither the lower or upper QPO can be detected over their full frequency span on such a timescale, considering a threshold of 5.5σ . In particular, the gap in the distribution of frequencies of the upper QPO visible in 4U1636-536 (Barret, Olive, & Miller 2006) and in 4U0614+091 (Boutelier, Barret, & Miller 2009) is now explained, as being caused by the significance being lower than the threshold generally used in previous analysis. We use the same scale of the y axis to show that the lower QPO is much easier to detect in 4U1636-536 than in 4U0614+091.

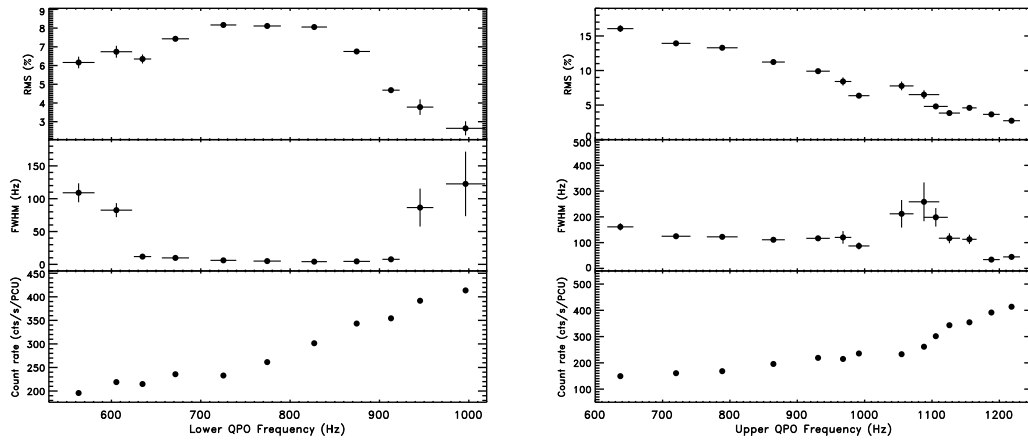


Figure 3. The RMS amplitude (r_s), the width ($\Delta\nu$), and the mean source count rate (normalized by the mean number of operating PCUs) for the lower (left) and upper (right) QPO in 4U1636-536, as averaged over frequency bins of 50 Hz and 75 Hz respectively. This is the combination of these three parameters as described in equation 1 which explains the dependence of n_σ with frequency shown in Figure 2. The local minimum of n_σ around 1100 Hz visible in Figure 2 for the upper QPO is related to a local increase of the QPO width.

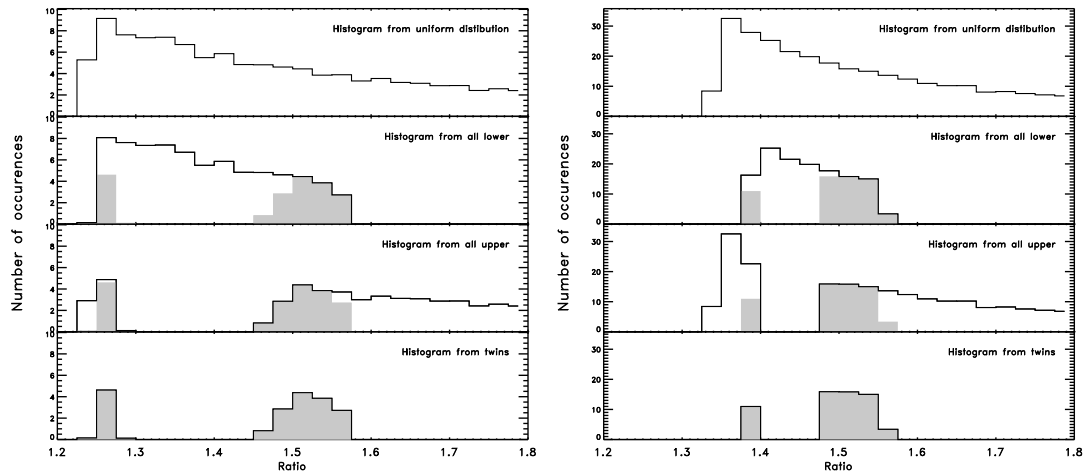


Figure 4. Simulated histograms of ratios expected from a uniform distribution (top panel, assuming that the upper QPO frequency distribution is uniform between 550 Hz and 1250 Hz), and the one derived from the frequencies of all single lower QPOs (second panel from top, the shaded area recalls the histogram of ratio from simultaneous twin QPO frequencies shown at the bottom), all single upper QPOs (third panel from top, the shaded area recalls the histogram of ratio from simultaneous twin QPO frequencies), and all twin QPOs (bottom panel). As first pointed out by Belloni et al. (2005b), as a consequence of the nearly linear relationship between the two QPO frequencies, note that the histogram of ratios from a uniform distribution of frequencies is peaked towards lower ratios. In the case of a single QPO, the frequency of the other was computed from the linear function linking the two frequencies. 4U1636-536 and 4U0614+091 are shown on the left and right hand side respectively. The main peaks as well as the secondary peaks of the observed distributions are nicely reproduced with the simulations, even with our simplified assumptions.

The result of such analysis is shown on Figure 2 for both 4U1636-536 and 4U0614+091, which shows the frequency dependence of the QPO significance (excess power in the PDS, single trial) normalized to the same integration time. Figure 2 demonstrates that neither the lower or upper QPO are detected over their full frequency span, for a commonly used single trial significance threshold of 5.5σ . As discussed earlier, n_σ depends on S , r_S and $\Delta\nu$, how those quantity vary with frequency for the lower kHz QPO in 4U1636-536 is shown in Fig. 3. The maximum of n_σ corresponds to the maximum of r_S and the minimum of $\Delta\nu$ (or the maximum of the QPO coherence). From the lowest QPO frequency to the highest one, the mean count rate increases by less than a factor of 2.

For the upper QPO, as shown in Figure 3, n_σ is rather flat: the decrease of r_S is compensated by a decrease of $\Delta\nu$ and an increase of S . There is a local minimum around 1100 Hz in both sources. For 4U0614+091, Boutelier, Barret, & Miller (2009) have shown that this was related to a local decrease of r_S . For 4U1636-536 (and also for 4U1820-303, Barret & Boutelier (2008)), it is associated with a local increase of the width of the upper QPO (see Fig. 3). This local minimum provides an explanation for the gap in the distribution of frequencies of the upper QPO visible in 4U1636-536 (Barret, Olive, & Miller 2006) and in 4U0614+091 (Boutelier, Barret, & Miller 2009) (when data are analyzed per ObsID). After the local minimum, n_σ reaches a local maximum, enabling us to detect twin QPOs over a narrow range of frequencies, which in turn produces a second cluster of ratios, e.g. below 1.3 in 4U1636-536.

3 SIMULATIONS

Now we wish to visualize the influence of the frequency dependence of the significance of the QPO on the observed distribution of ratios. For this, we assume an uniform distribution of frequencies for the upper QPO which spans a wider range of frequencies than the lower QPO. For example, for 4U1636-536, the upper QPO frequency spans from 550 Hz to 1250 Hz, while the lower QPO frequency varies only from 550 Hz to 950 Hz. Obviously, by drawing a uniform distribution of frequencies within the range of the lower QPO frequency, one would miss all the single upper QPO frequencies below ~ 800 Hz (those QPOs populate the right part of the histograms of ratios predicted from the upper QPO also, middle panel in Figure 1). For each upper QPO frequency so generated, we compute the frequency of the lower QPO, from a linear function $\nu_{\text{upper}} = a \times \nu_{\text{lower}} + b$ with $a = 0.70$ and $b = 520$ for 4U1636-536 and $a = 1.0$, and $b = 320$ for 4U0614+091 respectively. The a and b parameters were derived for each source by fitting twin QPO frequencies detected simultaneously over the same ObsID. We have checked that the parameters are consistent with each other when fitting the twin QPO frequencies recovered from the shift-and-add procedure described above. Instead of fitting with a linear function, we have also considered a power law function, leading to very similar results, as expected since the two functions are essentially identical in the range where the two QPOs are detected simultaneously. We discard those predicted lower QPO frequencies falling outside the range of detected frequencies, i.e. below 500 Hz and above 950 Hz. We interpolate between the values of n_σ shown in Figure 2 to estimate the corresponding significance for all generated lower and upper QPO frequencies.

6 *Martin Boutelier, Didier Barret, Yongfeng Lin & Gabriel Török*

3.1 Histograms with a constant integration time

We first consider the case in which the significance of each QPO is computed for a similar integration time (3 kseconds), i.e. reproducing the case where the real data are analyzed ObsID per ObsID (the frequency generated represents the mean QPO frequency within an ObsID). The results of this simulation, considering a significance threshold of 5.5σ , are shown in Figure 4 in a form similar to Figure 2. What is striking from this figure is that, even this oversimplified simulation, reproduces the shape of the histograms and the clustering of ratios seen in the data. For example, the second cluster of ratios of twin QPOs in 4U1636-536 below 1.3 corresponds to the local maximum of the n_σ curve for the upper QPO around 1150 Hz. Finally, it is obvious that the distributions of ratios computed from one of the two QPO frequencies are also not complete and not representative of the underlying distribution. The good agreement between the simulations and the data clearly indicates that the observations performed by RXTE over the ~ 10 year period have provided a close to uniform sampling of the kHz QPOs over their entire frequency span.

3.2 Histograms with a variable integration time

We have simulated again a uniform distribution of lower QPO frequencies, generating 590 random frequencies corresponding to 590 ObsIDs of 3 kseconds (as is the case for 4U1636-536). Using Figure 2 and equation 1, it is possible to compute the minimum PDS integration time, required for the QPO to exceed a significance threshold of 5.5σ , hence the number of detections associated with each segment of 3 kseconds (e.g. for 4U1636-536, at 850 Hz, the significance reaches $\sim 40\sigma$ for 3 kseconds: this corresponds to 5.5σ in about 60 seconds, hence a segment of 3 kseconds will contribute 50 frequencies around 850 Hz in the histogram). Having the lower QPO frequencies, the upper QPO frequencies are estimated with the linear function described above. From this, one can produce an histogram with all the detections, keeping in mind that not all detections correspond to the same PDS integration time. An example of such simulation is shown in Fig 5. The histogram of ratios is strongly peaked around 1.3, as found in data analyzed by the same method by Belloni et al. (2005b): the main peak was found at 1.30 ± 0.02 for $\nu = 856 \pm 2$. Such histogram (which just reflects the variation of n_σ with frequency) is much more biased than the histogram of single lower QPO computed from detections over similar integration times (see Figure 4, left hand side, second panel from the top).

3.3 More realistic simulations

We have also added complexity to our simulations by modeling the parallel-track phenomenon (or the frequency dependence with count rates), the spread of the ObsID exposure times around their mean value and a varying number of active PCA units (the latter two quantities being obviously not frequency dependent). We have also included a jitter in frequency along the linear correlation between the two frequencies. In all cases, this does not change significantly the histograms simulated, it just increases slightly the spread of the clusters, making them more similar with the data. This is illustrated for the case of 4U0614+091 in Figure 6. The gap between 1.4 and 1.5 in the ratio distribution is now filled in.

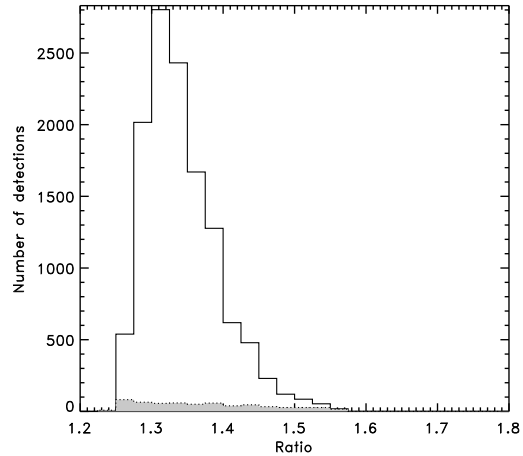


Figure 5. Simulated histogram of ratios estimated from the frequencies of all single lower QPOs, assuming a uniform distribution of frequencies, and a variable integration time of the PDS for detecting the QPO. The histogram peaks at the ratio which corresponds to a frequency of ~ 850 Hz for the lower QPO, i.e. where it can be followed on the shorter timescales. The shaded region delimited by a dashed line corresponds to the ratio histogram, expected from the uniform distribution, and considering one frequency per observation.

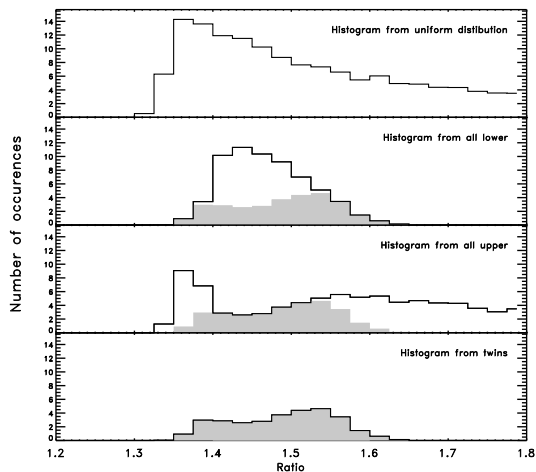


Figure 6. Simulated histogram of ratios for 4U0614+091 for a more sophisticated simulation, which accounts for the fact that the spread of count rates at which QPOs are detected increases with frequencies (the parallel tracks), for a spread in the exposure time between 2 and 4 kseconds, for a spread in the number of active PCUs (between 3 and 5) and finally for a 10 Hz jitter in the relation linking the two QPO frequencies. As a result, the simulated clusters show a wider spread more in line with the real data (see Figure 1.)

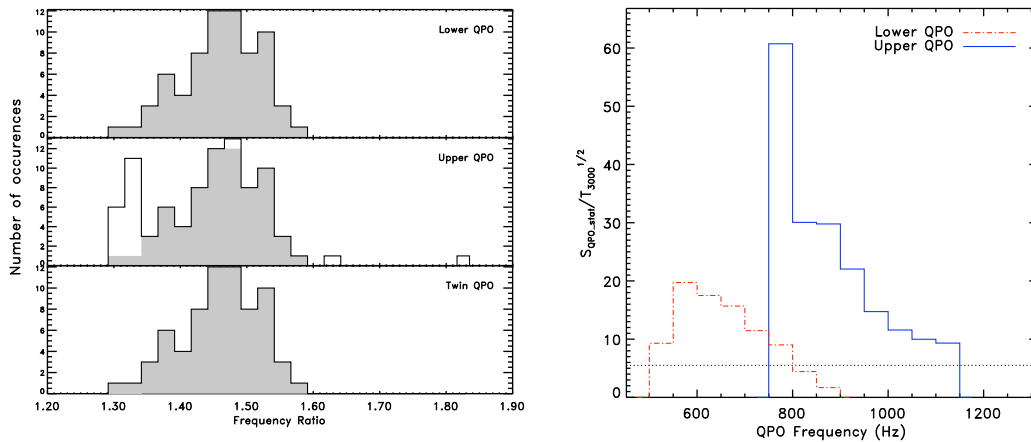


Figure 7. Left) The histogram of ratios from all lower, all upper and all twin kHz QPO frequencies. In the top two panels, the histogram in grey is the one derived from simultaneous twins. As can be seen, twin QPOs are generally detected simultaneously for Sco X-1, and there are no occurrence where the lower kHz QPO is detected alone (unlike in the two other sources). In the middle panel, note that there is one single detection of a single upper QPO, at a frequency just above ~ 750 Hz, corresponding to a ratio ~ 1.8 (this is the lowest upper QPO frequency reported for the source so far). The gap in the ratio distribution corresponds to a frequency gap about 100 Hz. Right) The significance of the PDS excess power in Sco X-1 against frequency, as recovered after applying the shift-and-add technique over frequency intervals of 50 Hz and normalizing the significance to the same observing time, assumed to be 3 kseconds, i.e. comparable to a typical ObsID exposure. The lower QPO significance is always lower than the upper QPO significance. The lower QPO is detected over a relatively narrow range of frequencies about ~ 300 Hz wide. The first bin of the upper QPO histogram, where the significance reaches a maximum, contains only one ObsID (the upper QPO frequency is at about 750 Hz)

4 SCO X-1

Building on the above findings, it is worth looking back at the historical case of Sco X-1, and see whether the same effect can provide an explanation for the clustering of ratio claimed at 1.5 (Abramowicz et al. 2003a). For this purpose, we have reprocessed all the available data from the RXTE archive, extending on the data used by van der Klis et al. (1997); Méndez & van der Klis (2000). We have used all science event and binned mode data with a time resolution better than $250 \mu\text{s}$. We have again computed 16 second PDS with a 1 Hz resolution, using events recorded between 2 and 40 keV. The analysis here is complicated by deadtime effect, which we have to account for in the PDS analysis. We have modeled the modification of the PDS with a power law of index close to zero at high frequencies, and fitted the QPOs with the method described above. Over our data set, we have detected about 100 QPOs from the source on a typical ObsID timescales. Likewise for the two other sources, we identify single QPOs by placing them on a RMS/quality factor versus frequency plot. The lower QPO frequency varies from 550 Hz to 800 Hz, while the upper QPO frequency varies between 750 Hz and 1100 Hz. Previous analysis (van der Klis et al. 1997; Méndez & van der Klis 2000), based on a smaller data set, found the upper QPO frequency to range from about 850 Hz to 1150 Hz. We report for the first time, an upper QPO at a frequency of 750 Hz, detected in the ObsID 93067-01-01-02 recorded on July 3rd, 2007 at 10:33 am. Next to the 750 Hz upper QPO, the second lowest upper QPO frequency is at ~ 850 Hz, implying a gap of 100 Hz in its frequency distribution. The histograms of ratios are shown in Figure 7. As previously found the histograms cluster around 1.5. We have then applied the shift-and-add technique to the ObsID averaged PDS as described above, and computed the average statistical

significance of both QPOs, which we then normalized to a PDS integration time of 3 kseconds. The results are also shown on Figure 7. In Sco X-1, the lower QPO is detected on such a timescale only in a narrow 300 Hz interval, whereas the upper QPO is always more significant and detected over a slightly wider frequency span ~ 350 Hz wide (note however that there is only one ObsID in the first histogram bin where the significance reaches a maximum). Note that the narrowness of the frequency range for the both QPOs limits by itself the range of possible ratios between 1.3 and 1.6. Figure 8 shows how S , r_S and $\Delta\nu$ depend on frequency for both the lower and upper kHz QPOs. As can be seen, the 750 Hz QPO follows the same trends r_S and $\Delta\nu$ as upper QPOs detected above 800 Hz, and is therefore very likely a single upper QPO. Note also that the mean count rate varies by less than 20% of the mean, across the frequency range over which both QPOs are detected.

As for the two other sources, in an attempt to compare with the observations, we have simulated a uniform distribution of upper QPO frequencies between 850 Hz and 1100 Hz where the bulk of the upper QPOs are detected (van der Klis et al. 1997). We have computed the histogram of ratios using a linear function with $a = 0.81$ and $b = 416$, which is equivalent to a power law relation $\nu_{\text{lower}} = A(\nu_{\text{upper}}/1000 \text{ Hz})^B$, with $A = 717$ and $B = 1.78$ in the range of frequency considered. We have also included a spread in the count rate, exposure time, number of PCUs and a jitter in frequency along the correlation line. The results are shown in Figure 9. Clearly, the simulations reproduces nicely the observed distributions, in particular the strong clustering of ratio around 1.5. We thus conclude that as in the two other sources, the apparent clustering of frequency ratios in Sco X-1 is also consistent with a uniform distribution of frequencies between 850 Hz and 1100 Hz. However, in

8 *Martin Boutelier, Didier Barret, Yongfeng Lin & Gabriel Török*

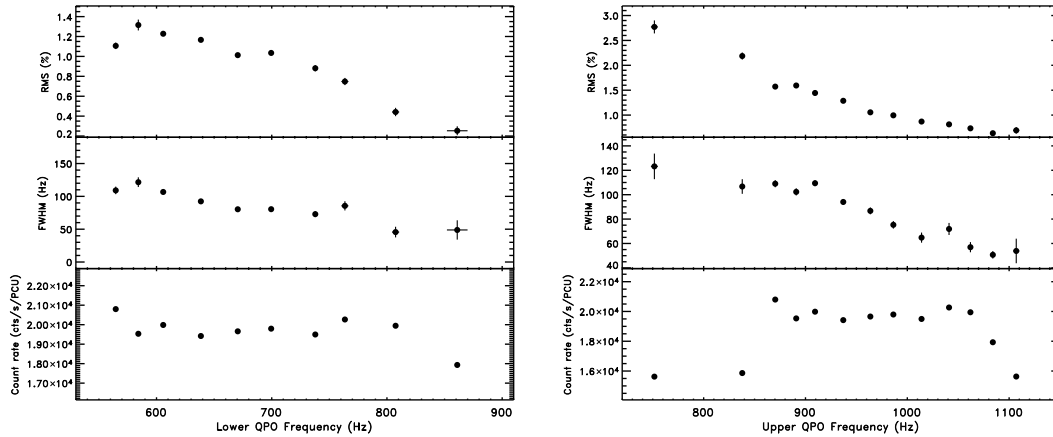


Figure 8. The RMS amplitude (r_S), the width ($\Delta\nu$), and the mean source count rate (normalized by the mean number of operating PCUs) for the lower (left) and upper (right) QPO in Sco X-1, as averaged over frequency bins of 25 Hz. This is the combination of these three parameters as described in equation 1 which explains the dependence of n_σ with frequency shown in Figure 7.

Sco X-1 the clustering seems to be amplified compared to the other sources, by the fact that both QPOs can be detected simultaneously over an narrower frequency range.

5 CONCLUSIONS

We have shown that, because of the way the significance of kHz QPOs evolves with frequency, as a result of the QPO RMS amplitude and width being frequency dependent quantities, in sensitivity limited observations the observed clusters in frequency ratios of simultaneous twin QPO frequencies, in particular around 1.5, are consistent with an underlying uniform frequency distribution. In other words, this implies that the clustering of ratios does not provide any evidence for preferred frequency ratios in those systems. A similar conclusion was reached by Belloni et al. (2007) who found that the distribution of frequencies could be significantly different from one data set to the other. The clustering is a consequence of the fact, that albeit always present, the lower and upper QPOs can only be detected together on the same integration timescales over a limited frequency range. The clustering of ratios is more pronounced in Sco X-1 because the range of simultaneous detection of the two QPOs is narrower ($\sim 250 - 300$ Hz instead of 400 Hz). This conclusion applies to a sample of systems representative of all types of QPO sources. As said above, clustering of ratios caused by an incomplete sampling of the source states, whether or not its QPO frequency follows a random walk (Belloni et al. 2005b) is more and more unlikely, as more and more data become available.

Any models, attempting to reproduce the clusters of ratios, must therefore predict first a nearly linear relationship between the two QPO frequencies in the range where the bulk of QPOs are detected, as most models do, including non-linear resonance based models (Abramowicz et al. 2003b), and second, a set of well matched QPO parameters (RMS amplitude and width) which allows the two QPOs to be preferentially detected on similar timescales over limited frequency ranges. Török (2009) already

pointed out that at frequencies corresponding to the 3/2 ratio, the RMS amplitudes of the lower and upper QPOs as measured in the 2-40 keV band are equal (this is where the significance of the two QPOs are comparable, around 600 Hz, 900 Hz for the lower and upper respectively, see Figure 2). In the framework of the non-linear resonance model proposed by Abramowicz et al. (2003b), this has recently been discussed as a possible signature of a resonant energy exchange between the two QPO modes (Horak et al. 2009). Although such a possibility should be investigated further, it is worth stressing that non linear resonance was invoked for neutron star QPOs by interpreting the 3/2 clustering of frequency ratios as reflecting a non uniform distribution of frequencies along the line of correlation predicted by the model (Abramowicz et al. 2003b). This is the reason why the results presented in this paper weaken the case for a resonance mechanism at the origin of neutron star kHz QPOs, as they indicate that even a uniform distribution of frequencies will produce peaks in the ratio distribution around 3/2.

6 ACKNOWLEDGMENTS

It is a pleasure to thank Jean-Pierre Lasota, Mariano Mendez, M. Coleman Miller and Tomaso Belloni for detailed comments on this paper. We thank Marek Abramowicz and again Jean-Pierre Lasota for extensive discussions on the interpretation of the results. G.T. was supported by the Czech grant MSM 4781305903. We thank the referee for comments that helped to clarify the presentation of some of the main results of this paper.

References

- Abramowicz M. A., Bulik T., Bursa M., Kluźniak W., 2003a, *A&A*, 404, L21
- Abramowicz, M. A., Karas, V., Kluzniak, W., Lee, W. H., & Rebusco, P. 2003b, *PASJ*, 55, 467

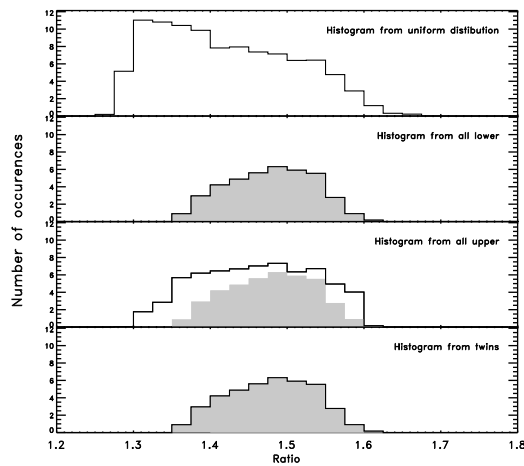


Figure 9. Simulated Sco X-1 histograms of ratios estimated from the frequencies of all single lower QPOs, all lower in twin QPOs (area in grey), all single upper QPOs, all upper in twin QPOs (area in grey) and all twin QPOs, assuming that the upper QPO frequency is uniform between 850 Hz and 1100 Hz (where most QPOs are detected). In the case of a single QPO, the frequency of the other was computed from the linear function linking the two frequencies.

- 1998, *ApJL*, 494, L65
 Remillard R. A., 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 804
 Török G., 2009, *A&A*, 497, 661
 Török G., Abramowicz M. A., Bakala P., Bursa M., Horák J., Kluzniak W., Rebusco P., Stuchlik Z., 2008a, *Acta Astronomica*, 58, 15
 Török G., Abramowicz M. A., Bakala P., Bursa M., Horák J., Rebusco P., Stuchlik Z., 2008b, *Acta Astronomica*, 58, 113
 van der Klis M., 1989, in Ögelman H., van den Heuvel E. P. J., eds, *Timing Neutron Stars Fourier techniques in X-ray timing*, Published by Kluwer Academic / Plenum Publishers, New York, NY USA, p 27
 van der Klis M., 2001, *ApJ*, 561, 943
 van der Klis M., Wijnands R. A. D., Horne K., Chen W., 1997, *ApJL*, 481, L97
- Barret D., Boutelier M., 2008, *New Astronomy Review*, 51, 835
 Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2007, *MNRAS*, 376, 1139
 Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2006, *MNRAS*, 370, 1140
 Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2005a, *MNRAS*, 361, 855
 Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2005b, *AN*, 326, 808
 Belloni T., Homan J., Motta S., Ratti E., Méndez M., 2007, *MNRAS*, 379, 247
 Belloni T., Méndez M., Homan J., 2005a, in Baykal A., Yerli S. K., Inam S. C., Grebenev S., eds, *NATO science series II: Mathematics, physics and chemistry 210: The Electromagnetic Spectrum of Neutron Stars*, Published by Springer, Dordrecht, The Netherlands, p 339
 Belloni T., Méndez M., Homan J., 2005b, *A&A*, 437, 209
 Boirin L., Barret D., Olive J. F., Bloser P. F., Grindlay J. E., 2000, *A&A*, 361, 121
 Boutelier M., Barret D., Miller M. C., 2009, *MNRAS*, in press, arXiv:0907.3223
 Bradt H. V., Rothschild R. E., Swank J. H., 1993, *A&AS*, 97, 355
 Ford E. C., van der Klis M., Méndez M., Wijnands R., Homan J., Jonker P. G., van Paradijs J., 2000, *ApJ*, 537, 368
 Horák J., Abramowicz, M. A., Kluzniak, W., Rebusco, P., Török, G., 2009, *A&A*, 499, 535
 Jonker, P. G., van der Klis, M., Homan, J., Méndez, M., Lewin, W. H. G., Wijnands, R., & Zhang, W. 2002, *MNRAS*, 333, 665
 Kluzniak, W., & Abramowicz, M. A. 2002, arXiv:astro-ph/0203314
 Leahy D. A., Darbro W., Elsner R. F., Weisskopf M. C., Kahn S., Sutherland P. G., Grindlay J. E., 1983, *ApJ*, 266, 160
 Lewin W. H. G., van Paradijs J., van der Klis M., 1988, *SSRv*, 46, 273
 Méndez M., van der Klis M., 2000, *MNRAS*, 318, 938
 Mendez M., van der Klis M., van Paradijs J., Lewin W. H. G., Vaughan B. A., Kuulkers E., Zhang W., Lamb F. K., Psaltis D.,

6.3 Conclusions

Dans cette étude, nous avons montré les points suivants pour les trois sources étudiées :

- les distributions des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux des trois sources étudiées sont observées autour de 1.5
- la significativité statistique des kHz QPO varie avec la fréquence, conséquence des relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$
- la dépendance de n_σ avec la fréquence influence les distributions observées qui peuvent être reproduites à partir d'une distribution uniforme

Ainsi, bien que les kHz QPO jumeaux soient toujours présents, ils ne sont détectables simultanément que sur une bande en fréquence étroite produisant des distributions de rapports de fréquences piquées. Par conséquent, les distributions piquées ne constituent pas de preuve de l'existence de fréquences préférées par le système. Elles sont seulement la conséquence de la relation linéaire entre les fréquences des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et des $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ et du fait qu'ils soient détectables simultanément sur une bande en fréquence étroite.

Cette étude permet de proposer quelques suggestions pour les modèles qui cherchent à reproduire ces distributions. Ces modèles doivent d'abord prédire une relation entre les fréquences des deux kHz QPO qui soit proche d'une relation linéaire dans la bande de fréquence où ils sont détectés. La majorité des modèles dont celui de résonance relativiste prédisent une telle relation. Ensuite, ces modèles doivent expliquer les variations des paramètres (amplitude RMS et cohérence) des kHz QPO avec la fréquence qui contraignent la détection des kHz QPO jumeaux sur une bande en fréquence étroite. Török (2009) a montré que quand les fréquences des kHz QPO jumeaux sont dans un rapport 3/2, l'amplitude RMS du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est égale. Ce résultat doit être confirmé car Török (2009) utilise des fonctions simples pour modéliser les relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$. Dans la réalité, ces relations sont plus complexes. C'est également là que la significativité statistique des deux kHz QPO est comparable. Cette égalité des amplitudes RMS pourrait être la signature d'un mécanisme résonant entre les deux kHz QPO dans le contexte du modèle de résonance relativiste non linéaire (Horák et al., 2009).

Cependant, le modèle de résonance relativiste proposé par Abramowicz et al. (2003) interprète les distributions des rapports de fréquences piquées autour de 1.5 comme le reflet d'une distribution sous-jacente non uniforme. Il est donc clair que notre étude affaiblit l'hypothèse d'un mécanisme de résonance non linéaire à l'origine des kHz QPO car elle indique qu'une distribution sous-jacente uniforme produit également une distribution des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux piquées autour de 1.5.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

Au cours de cette thèse, plusieurs sources de kHz QPO ont été analysées. Ce travail d'analyse a été mené pour fournir une description détaillée des propriétés des kHz QPO. Les résultats de ces travaux sont ensuite utilisés pour tester certaines prédictions des modèles de kHz QPO.

Cette thèse montre comment combiner efficacement toutes les données qui sont présentes dans l'archive RXTE. L'utilisation d'observations réparties sur plusieurs années permet de réduire les biais présents dans des échantillons incomplets d'observations. L'utilisation de plusieurs sources ayant des caractéristiques physiques différentes comme la fréquence de rotation de l'objet compact ou le taux d'accrétion permet de mettre en évidence la complexité et la diversité dans les propriétés des oscillations quasi périodiques. Cela permet également de mettre en lumière les propriétés qui semblent communes à toutes les sources, traduisant une caractéristique intrinsèque des kHz QPO et pouvant servir de point de départ pour les modèles.

7.1 Principaux résultats

Méthodes d'analyse et simulations

Les différentes études que j'ai effectuées dans ma thèse ont conduit à l'élaboration de méthodes d'analyse performantes pour l'étude des kHz QPO dans les système binaires X. Ces méthodes permettent :

1. de reconstruire l'évolution temporelle de la fréquence dans les segments d'observation
2. de reconstruire précisément les corrélations entre les paramètres des kHz QPO dans les sources

Ces méthodes ont été validées sur différents ensembles de simulations. Lors de ces validations, j'ai montré que :

1. l'échantillonnage des relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ n'introduit pas de biais quantifiable dans les relations pour les différents pas d'échantillonnage utilisés

2. la présence d'un bruit large dans les basses fréquences contamine la mesure des paramètres des kHz QPO quand leur fréquence est entre 400 Hz et 650 Hz. Il faut donc utiliser un modèle d'ajustement qui tient compte de ce bruit basse fréquence

Séparation en fréquence des kHz QPO jumeaux

J'ai étudié la séparation en fréquence des systèmes Aquila X-1 et 4U 0614+09. Pour le premier système, la séparation en fréquence est proche de $\nu_{\text{spin}}/2$ et aucune évolution avec la fréquence n'a pu être mesurée (une seule détection du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ a été possible en combinant plusieurs dizaines d'observations). Ce résultat accrédite l'hypothèse d'un lien entre la séparation en fréquence des kHz QPO et la fréquence de rotation de l'objet compact, une prédiction du modèle de battement au point sonique. Bien que cette séparation en fréquence soit cohérente avec celle dans les systèmes en rotation rapide ($\nu_{\text{spin}} > 400$ Hz), elle n'est pas très différente de 300 Hz. Ce système ne permet pas d'exclure l'hypothèse faite par Méndez & Belloni (2007), à savoir une séparation égale pour toutes les sources, autour de 300 Hz.

Dans le second système, la séparation en fréquence est constante avec la fréquence autour de ~ 320 Hz. Cette mesure est inconsistante avec $\nu_{\text{spin}} \sim 414$ Hz. Cette source est donc située à la frontière entre les systèmes en rotation lente et les systèmes en rotation rapide et elle est l'unique source ne vérifiant pas $\Delta\nu \sim \nu_{\text{spin}}$ ou $\Delta\nu \sim \nu_{\text{spin}}/2$. Ce résultat est difficilement interprétable avec le modèle de battement au point sonique. Cette source est donc potentiellement la source « tueuse » du modèle de battement. Cependant, ν_{spin} pour 4U 0614+09 a été mesurée avec l'instrument BAT à bord du satellite SWIFT dans un sursaut X et est sujette à quelques précautions. Premièrement, la détection de l'oscillation a une significativité statistique peu élevée (seulement 4.5σ). Deuxièmement, l'oscillation n'a été détectée que dans un seul sursaut. Troisièmement, 4U 0614+09 est la seule source dans laquelle une oscillation a été détectée avec le BAT. Une confirmation de cette détection est donc nécessaire avant de conclure sur l'absence de lien entre la séparation en fréquence des kHz QPO et le spin de l'objet compact.

Il serait intéressant d'étudier des systèmes similaires à 4U 0614+09, c'est-à-dire qui produisent des kHz QPO jumeaux et dont la fréquence de spin se trouve proche de 400 Hz, afin de vérifier si les résultats obtenus pour 4U 0614+09 sont reproductibles dans ces systèmes.

Ces résultats sont publiés dans Barret et al. (2008) et Boutelier et al. (2009a).

Chute de cohérence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$

A la suite des travaux réalisés par Barret et al. (2005a,b, 2006), j'ai reconstruit les relations $Q-\nu$ et $\text{RMS}-\nu$ avec les méthodes que j'ai développées. En utilisant un jeu de données plus important, j'ai confirmé les résultats obtenus par Barret et al. (2006) pour 4U 1636-536, 4U 1608-52, 4U 1735-444, 4U 1820-303 et 4U 1728-34. Pour ces 5 sources, le facteur de qualité

du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ augmente avec la fréquence jusqu'à une valeur maximale avant de chuter brutalement quand la fréquence dépasse $\sim 700 - 850$ Hz. La valeur maximale atteinte par le facteur de qualité est différente selon les sources et dépendrait de la luminosité de la source. Parallèlement, l'amplitude RMS du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ croît avec la fréquence jusqu'à atteindre un plateau avant de chuter quand la fréquence dépasse $\sim 700 - 850$ Hz. J'ai étendu ce résultat à deux nouvelles sources : Aquila X-1 et 4U 0614+09. Ainsi, la chute de la cohérence du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ associée à une chute de l'amplitude RMS est une caractéristique commune à toutes les sources *Atoll* étudiées, indépendamment de leur luminosité. Ce phénomène est attribué à un effet de la métrique et pourrait être associé à la signature probable de la dernière orbite stable prédite par la relativité générale. Cette hypothèse donne la possibilité d'estimer la masse gravitationnelle de l'objet compact. Pour les sources étudiées, la masse estimée se situe entre $1.9 M_{\odot}$ et $2.1 M_{\odot}$. Bien qu'élevée, cette masse est compatible avec les équations d'état actuelles.

Variations des paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ avec la fréquence

Les corrélations entre les paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ et la fréquence sont plus simples. Pour l'ensemble des sources, la cohérence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ augmente avec la fréquence tandis que l'amplitude RMS décroît. Cependant, des études précises menées sur 4U 1820-303, 4U 1636-536 et 4U 0614+09 ont mis en évidence des changements rapides dans les relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$. Pour ces trois sources, il semble que la largeur (4U 1820-303 et 4U 1636-536) ou l'amplitude RMS (4U 0614+09) augmente ou diminue respectivement quand la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ se situe autour de ~ 1050 Hz. Ces variations ont pour conséquence une augmentation du temps d'intégration nécessaire pour détecter le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$. Quand on étudie la distribution des $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ en utilisant comme temps d'intégration la durée d'un segment d'observation, on observe un déficit de $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ dans la bande de fréquence [1000 Hz ; 1100 Hz].

Avant d'interpréter cette variation des paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ en terme de modèles, il est nécessaire d'étudier d'autres systèmes produisant une grande quantité de kHz QPO et ayant été longuement observés par RXTE afin de mettre en évidence la présence ou non de telles variations dans les paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$. La source 4U 1728-34 est un candidat potentiel pour cette étude. Sur la figure 1 de Barret et al. (2006), il semble que cette source présente un déficit de $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ entre 950 Hz et 1050 Hz.

Ces résultats sont publiés dans Barret & Boutelier (2008) et Boutelier et al. (2009a)

Distribution des rapports de fréquences des kHz QPO

J'ai étudié la distribution des rapports de fréquences des kHz QPO dans trois sources représentatives des systèmes binaires X de faible masse et j'ai analysé l'influence de la dépendance de la significativité statistique des kHz QPO sur ces distributions. Pour ces trois sources, j'ai mis en évidence une distribution des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux piquée autour

de 1.5, étendant les résultats obtenus lors d'études antérieures à un jeu de données plus important. Je montre également que cette distribution est différente des distributions des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ ou des $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ pris séparément. Ceci suggère quelques précautions dans les conclusions faites à partir des distributions des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ ou des $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ détectés seuls sur la distribution des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux.

Cette distribution piquée en particulier autour de 1.5 est la conséquence directe de la dépendance de la significativité statistique des kHz QPO avec la fréquence. Par des simulations, je montre que l'on peut produire des histogrammes piqués à 1.5 à partir d'une distribution intrinsèque uniforme. Ce résultat implique que les distributions des rapports de fréquences piquées observées ne constituent pas de preuve de la présence de fréquences préférées dans les systèmes binaires X de faible masse, comme le suggèrent les modèles de résonance. Ces distributions sont la conséquence de la relation linéaire entre les fréquences des $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ et des $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$, et du fait que bien que toujours présents, les kHz QPO jumeaux ne sont détectables simultanément que sur une bande en fréquence étroite.

Ces résultats sont publiés dans Boutelier et al. (2009a) et Boutelier et al. (2009b)

Conclusions générales

Les travaux menés dans cette thèse ont permis d'améliorer la description des propriétés des kHz QPO. L'analyse des différentes sources a confirmé les propriétés suivantes en utilisant un échantillon de données plus important :

- détection de deux kHz QPO dans toutes les sources
- séparation en fréquence des deux kHz QPO jumeaux proche ~ 300 Hz
- augmentation du facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ avec la fréquence puis chute du facteur de qualité au dessus de $\sim 700 - 850$ Hz
- augmentation de l'amplitude RMS du $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ avec la fréquence, saturation puis chute au dessus de $\sim 700 - 850$ Hz
- augmentation du facteur de qualité du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ avec la fréquence
- diminution de l'amplitude RMS du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ avec la fréquence
- variations importantes de l'amplitude RMS ou de la cohérence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ entre ~ 950 Hz et 1150 Hz

Ces travaux ont donc permis de mettre en évidence une nouvelle propriété du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ dans trois sources différentes : entre ~ 950 Hz et ~ 1150 Hz, l'amplitude ou la cohérence de l'oscillation change brutalement. Ces changements rendent difficile la détection du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$. Ces variations qui n'ont pas été observées dans les études précédentes montrent que les corrélations entre les paramètres des kHz QPO sont complexes. Il faut donc être prudent quand on utilise une fonction simple pour les représenter. Il est fort probable que les relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ des deux kHz QPO se complexifient davantage avec l'utilisation de ces méthodes d'analyse sur

les données des futurs instruments dédiés à l'analyse de la variabilité dans l'émission X.

Ces travaux démontrent également que les distributions des rapports de fréquences des kHz QPO jumeaux sont la conséquence des variations des paramètres des deux kHz QPO avec la fréquence. Ces distributions ne sont pas la conséquence de fréquences préférées dans le système.

Cet ensemble de propriétés donne une image représentative des kHz QPO dans les systèmes binaires X et peut être utilisé pour tester les prédictions des modèles de kHz QPO.

7.2 Perspectives

Variations des paramètres des kHz QPO

L'étude des trois sources 4U 1820-303, 4U 0614+09 et 4U 1636-536 a donc mis en évidence une variation brutale des paramètres du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ sur une bande en fréquence de ~ 100 Hz de large. D'autres sources semblent présenter le même type de déficit de kHz QPO. Il se pourrait donc que ces variations particulières des paramètres soient communes à plusieurs sources ayant des caractéristiques physiques (spin, taux d'accrétion) différentes. Si ce phénomène est reproductible dans toutes les sources, il constituera une nouvelle propriété fondamentale des kHz QPO qui devra être prise en compte par les modèles de kHz QPO.

Il est donc nécessaire de poursuivre l'étude des paramètres des kHz QPO des sources observées par le satellite RXTE en commençant par la source 4U 1728-34 dans laquelle il semble qu'un déficit de $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ soit observé (Barret et al., 2006).

Les kHz QPO et les sursauts X

Les sursauts X sont des explosions thermonucléaires très violentes qui se produisent à la surface de l'étoile à neutrons (voir section 1.1.2). Lors de ces explosions, la pression de radiation dans le disque d'accrétion augmente brutalement. Sous l'effet de cette pression, les régions photosphériques de l'étoile à neutrons sont repoussées vers l'extérieur jusqu'à plusieurs kilomètres (Tawara et al., 1984; Lewin et al., 1984, 1993).

D'après la plupart des modèles, les kHz QPO sont produits dans le disque d'accrétion à quelques kilomètres seulement de l'étoile à neutrons. Il est donc très probable que les sursauts X aient une influence mesurable sur les paramètres des oscillations. Par exemple, si l'oscillation est produite par une région du disque spatialement délimitée, il est probable que cette région subisse l'excès de pression de radiation et soit transportée vers l'extérieur. Si le kHz QPO est associé à la fréquence orbitale de cette même région du disque (Miller et al., 1998), on devrait alors observer une diminution rapide de la fréquence dans la phase d'allumage du sursaut, suivi par une augmentation de la fréquence dans la phase de refroidissement (diminution de la pression de radiation).

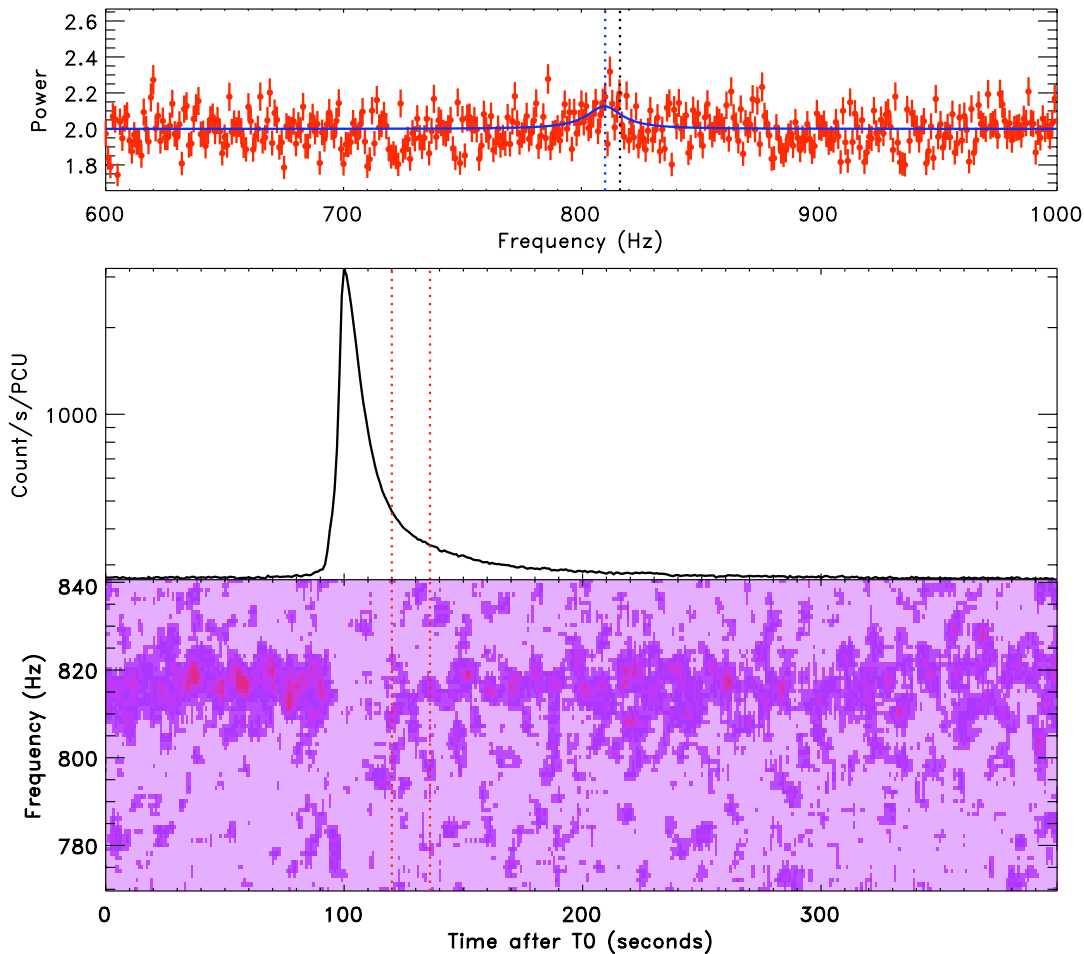


FIGURE 7.1 – Courbe de lumière et image dynamique du spectre puissance pour le sursaut moyen résultant de la combinaison d’une cinquantaine de sursaut de la source 4U 1636-536 en utilisant la technique de shift-and-add. Les lignes pointillées rouges délimitent le segment de l’observation le plus proche du pic du sursaut dans lequel on détecte à nouveau un kHz QPO. On détecte le kHz QPO 20 s après le début du sursaut sur un temps d’intégration de 16 s. Le spectre de puissance de ce segment est représenté dans le panneau du haut.

J’ai analysé les sursauts de la source 4U 1636-536 pour contraindre les paramètres des kHz QPO dans les sursauts. La difficulté principale de cette analyse est que dans le sursaut X, le nombre de photons non modulés est très largement supérieur (un facteur 100 au pic du sursaut) à celui des photons modulés à la fréquence des kHz QPO. On cherche donc un signal complètement noyé dans le bruit. En combinant plusieurs sursauts de la source 4U 1636-536 en utilisant la technique de shift-and-add, on peut augmenter le rapport signal sur bruit et réussir à détecter le kHz QPO.

Cette étude a permis d’obtenir les résultats qui sont présentés sur la figure 7.1. En combinant plusieurs dizaines de sursauts X, j’ai détecté l’oscillation ~ 20 s après la phase d’allumage du

sursaut moyen. Ses paramètres sont tout à fait comparables à ceux du kHz QPO détectés juste avant le sursaut, en particulier on n’observe pas de différence significative de la fréquence avant et après le sursaut. Il semble donc que si le sursaut a une influence sur le kHz QPO, l’oscillation retrouve très rapidement les caractéristiques qu’elle avait avant le sursaut.

La raie du fer, les kHz QPO et IXO

L’analyse spectrale des systèmes binaires X a mis en évidence différentes composantes d’émission. Dans l’état le plus commun, le spectre est composé d’un corps noir qui représente le disque d’accrétion et d’une loi de puissance modélisant la Comptonisation dans la couronne. La couronne qui illumine le disque produit une composante de réflexion constituée de raies de fluorescence dans le spectre, en particulier la raie du fer à $\sim 6.4 - 6.7$ keV (Cackett et al., 2009).

La modélisation du profil de la raie du fer élargie par des effets relativistes (décalage vers le rouge gravitationnel, effet Doppler, effet Lense-Thirring, courbure des rayons lumineux) fournit une mesure du rayon interne du disque d’accrétion en unité de GM/c^2 . Dans l’hypothèse où la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ est orbitale, la mesure simultanée de la fréquence du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ et du rayon du bord interne du disque en utilisant la raie du fer permet de déterminer la masse de l’objet compact (Piraino et al., 2000; Cackett et al., 2008). Cackett et al. (2009) présentent une analyse détaillée des spectres de 10 étoiles à neutrons contenant une raie d’émission du fer. J’ai participé à cette analyse en fournissant l’analyse temporelle des segments d’observation RXTE/PCA à la recherche des kHz QPO.

La fiabilité de la mesure du bord interne du disque en utilisant la raie du fer dépend fortement de la modélisation du continuum. Les instruments actuels ne sont pas suffisamment précis pour discriminer les différents modèles spectraux et les estimations du rayon du bord interne du disque sont incertaines.

Le futur observatoire X international (IXO) et l’instrument *High Time Resolution Spectrometer* (HTRS) permettront l’analyse des kHz QPO avec une sensibilité nettement supérieure à celle de RXTE. La combinaison d’une large surface collectrice et d’une grande résolution temporelle et spectrale permettra de réaliser simultanément une analyse spectroscopique et temporelle de l’émission X qui provient de la source.

Pour illustrer la complémentarité des deux analyses et la sensibilité du HTRS, je présente sur la figure 7.2 les résultats des simulations tirées de Barret et al. (2008). Dans ces simulations, le bord interne du disque se situe à deux rayons différents. La mesure simultanée du rayon du bord interne du disque par l’analyse spectroscopique et par les kHz QPO permet alors de tester la nature orbitale du $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$.

La sensibilité du HTRS permettra également de détecter les kHz QPO sur leur temps de cohérence dans une grande partie de la bande en fréquence où ils sont détectés. Les paramètres mesurés des kHz QPO ne seront plus contaminés par la dérive en fréquence et la description des

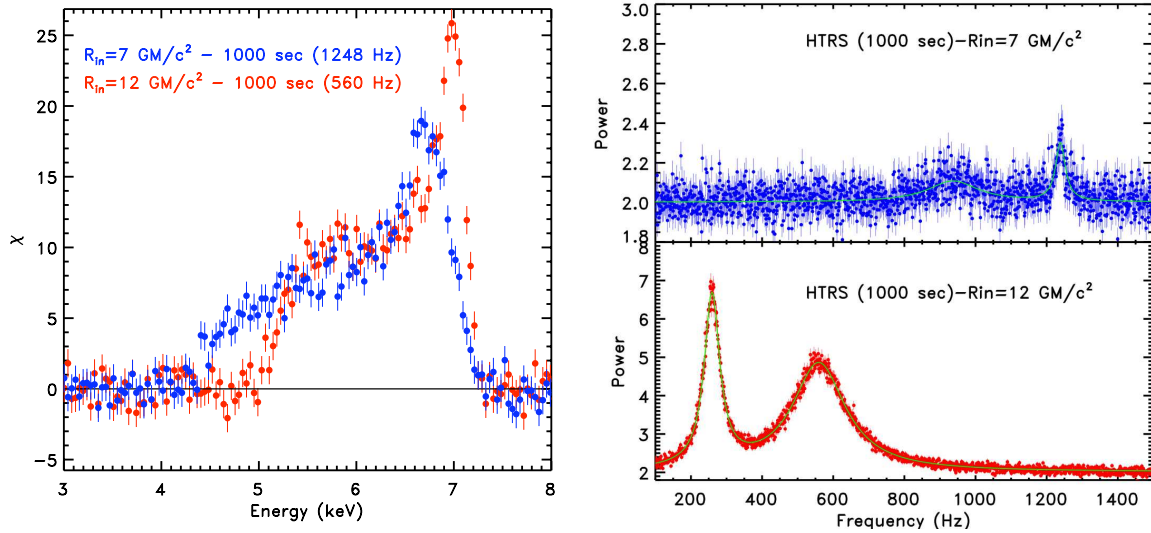


FIGURE 7.2 – A gauche : Simulation de raies du fer élargies correspondant à deux rayons internes du disque d’accrétion différents ($R_{in} = 7GM/c^2$ et $R_{in} = 12GM/c^2$). A droite : Spectres de puissance simulés dans l’hypothèse où le $QPO_{\text{kHz},2}$ est la fréquence orbitale du bord interne du disque ($\nu_2 = 1280 \text{ Hz}$ et $\nu_2 = 560 \text{ Hz}$). Sur 1000 s d’observation, on peut réaliser l’analyse spectrale et temporelle.

relations $Q - \nu$ et $\text{RMS} - \nu$ sera améliorée. La cohérence intrinsèque du signal est directement liée à la durée de vie du processus physique responsable de la modulation. On pourra également détecter des kHz QPO sur une bande en fréquence plus large et particulièrement à des fréquences proches de 950 – 1000 Hz ; ceci permettra de tester avec plus de précisions l’hypothèse de la dernière orbite stable. On obtiendra une mesure plus précise du rayon de la dernière orbite stable et une meilleure estimation de la masse de l’objet compact.

Pour illustrer la différence de sensibilité entre le PCA de RXTE et le HTRS de IXO, je montre deux spectres de puissance simulés correspondant au même temps d’intégration sur la figure 7.3. Le gain en sensibilité est considérable. Alors que le PCA de RXTE détecte difficilement un kHz QPO, le HTRS détecte parfaitement les kHz QPO jumeaux sur 100 s d’observation. L’application des méthodes d’analyse développées dans cette thèse aux données du HTRS fournira une description sans précédent des propriétés des kHz QPO.

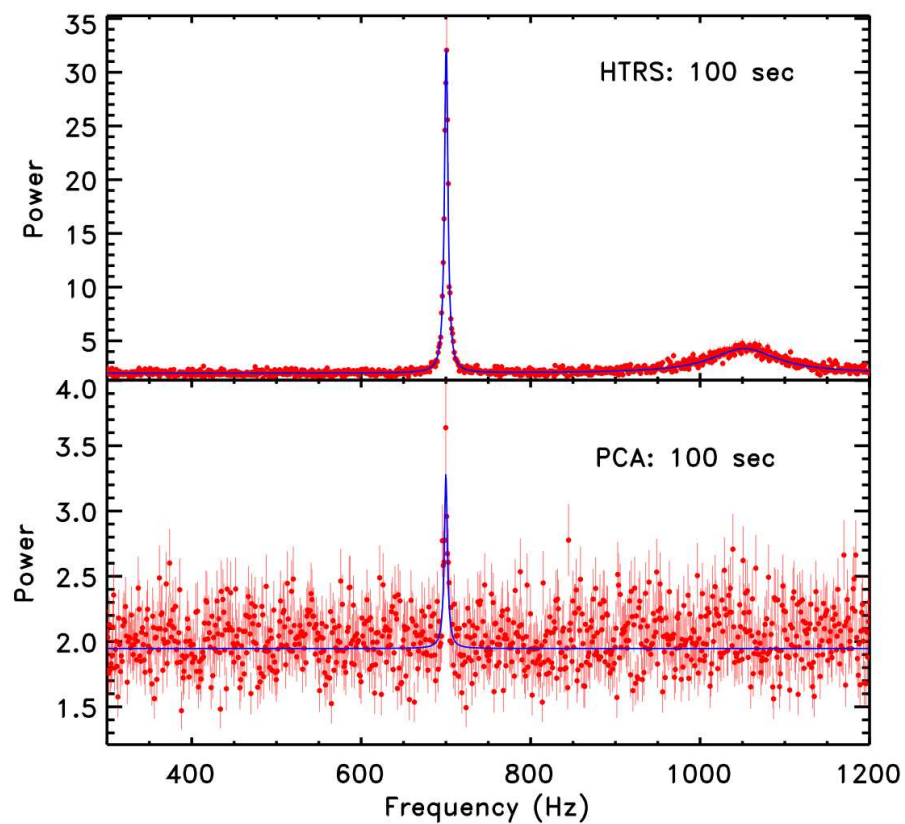


FIGURE 7.3 – Comparaison de deux spectres de puissance enregistrés par le HTRS (spectre du haut) et par le PCA (spectre du bas). Le gain en sensibilité est sans précédent.

Pour conclure, la découverte des kHz QPO par RXTE a ouvert une voie d'étude des champs de gravité extrêmes, des disques d'accrétion et des étoiles à neutrons. L'amélioration des observations, des modèles et des simulations à l'horizon de l'observatoire IXO devraient en faire des outils puissants pour l'étude des objets compacts avec l'ambition que les méthodes développées dans cette thèse permettent une exploitation optimale des observations.

Annexe A

Equivalence entre SNR_σ et n_σ

Cette annexe présente une démonstration de l'équivalence entre la formule théorique donnée dans l'approximation gaussienne par van der Klis (1989b) et la formule utilisée par Boirin et al. (2000) pour quantifier la significativité statistique d'une composante du spectre de puissance dans une fenêtre de fréquence de largeur w .

On considère un spectre de puissance $(P_j)_{1 \leq j \leq N_{\text{tot}}/2}$ obtenu en moyennant M segments de temps d'intégration T_{seg} . Le temps total d'intégration du spectre de puissance moyen est donné par $T_{\text{obs}} = M \times T_{\text{seg}}$. Dans l'approximation gaussienne, c'est-à-dire pour M suffisamment grand (pour $M \geq 64$, l'approximation est vérifiée, van der Klis, 1989a), la puissance intégrée d'une composante du spectre de puissance moyen de largeur $\Delta\nu$ est mesurée avec une incertitude statistique donnée par $E_p = (2/M) \sqrt{T_{\text{obs}} \Delta\nu}$ pour une gaussienne définie sur \mathbb{R}^+ (Lewin et al., 1988). Pour une gaussienne définie sur \mathbb{R} , cette incertitude est doublée pour prendre en compte la partie négative de l'ensemble de définition.

Le nombre de sigma correspondant à la détection d'un signal est donné par :

$$n_\sigma = \frac{\sum P_j}{E_p} = \frac{M}{2} \frac{\sum P_j}{\sqrt{T_{\text{obs}} \Delta\nu}} \quad (\text{A.1})$$

En utilisant l'équation 1.20, on peut réécrire cette équation sous la forme :

$$n_\sigma = \frac{M N_{\text{ph}} \times RMS^2}{2 \sqrt{T_{\text{obs}} \Delta\nu}} \quad (\text{A.2})$$

avec N_{ph} le nombre total de photons. On peut exprimer le nombre total de photon en fonction du taux de comptage et du temps total d'intégration (Lewin et al., 1988) :

$$N_{\text{ph}} = \frac{S \times T_{\text{obs}}}{M} \quad (\text{A.3})$$

En remplaçant dans l'équation A.2, on obtient alors :

$$n_\sigma = \frac{1}{2} S \times RMS^2 \sqrt{\frac{T_{\text{obs}}}{\Delta\nu}} \quad (\text{A.4})$$

D'autre part, l'équation donnant le rapport signal sur bruit dans une fenêtre en fréquence de largeur w s'écrit :

$$SNR_\sigma = \frac{1}{N} \frac{\sum P_j - P_{\text{ref}}}{E_p} \quad \text{avec} \quad E_p = \frac{2}{\sqrt{MN}} \quad (\text{A.5})$$

avec N le nombre de puissance contenue dans la fenêtre en fréquence. On peut réécrire cette équation sous la forme :

$$SNR_\sigma = \frac{M}{2} \frac{\sum P_j}{\sqrt{NM}} \quad (\text{A.6})$$

On a également $T_{\text{obs}} = M \times T_{\text{seg}}$ et $\Delta\nu = N/T_{\text{seg}}$. Par conséquent, $\sqrt{NM} = \sqrt{T_{\text{obs}} \Delta\nu}$. En remplaçant dans l'équation A.6, on obtient alors :

$$SNR_\sigma = \frac{M}{2} \frac{\sum P_j}{\sqrt{T_{\text{obs}} \Delta\nu}} = n_\sigma \quad (\text{A.7})$$

Les formules données par van der Klis (1989b) et Boirin et al. (2000) pour quantifier la significativité statistique d'une composante du spectre de puissance dans une fenêtre de fréquence de largeur w sont donc équivalentes.

Cette équivalence est très bien illustrée sur la figure A.1 qui montre la corrélation entre le nombre de sigma théorique calculé avec l'équation A.4 et le nombre de sigma mesuré pour la source 4U 1636-536. Le facteur 2 qui existe entre les deux quantités provient du fait que l'incertitude statistique sur la puissance intégrée est donnée pour une gaussienne définie sur \mathbb{R}^+ .

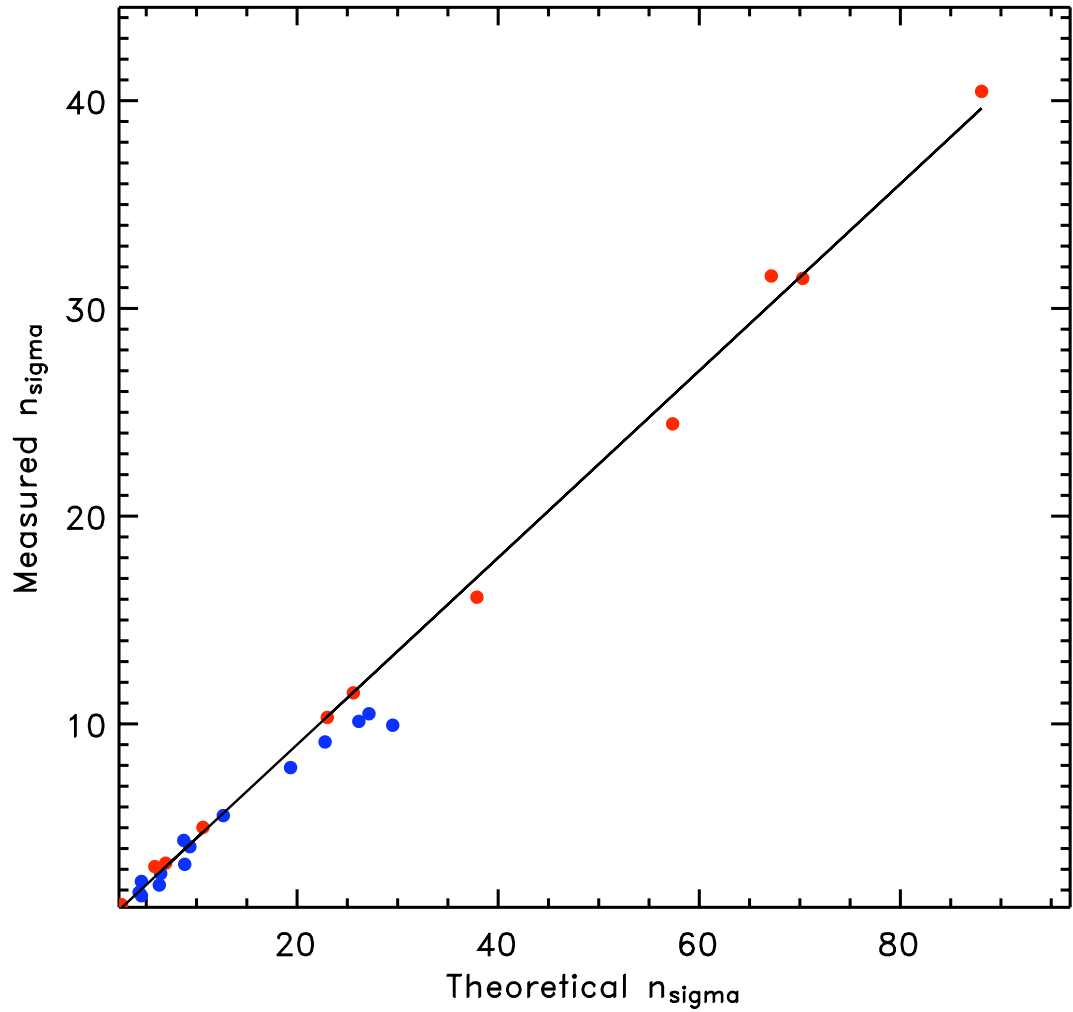


FIGURE A.1 – Relation entre le nombre de sigma théorique et le nombre de sigma mesuré pour le $\text{QPO}_{\text{kHz},1}$ (points rouges) et le $\text{QPO}_{\text{kHz},2}$ (points bleus) pour la source 4U 1636-536. La droite $y = 1/2x$ est tracée en ligne continue noire. Le facteur 2 entre les quantités est expliqué par la définition sur \mathbb{R}^+ de la gaussienne utilisée par Lewin et al. (1988)

Bibliographie

- Abramowicz M. A., Almergren G. J. E., Kluzniak W., Thampan A. V., Wallinder F., 2002, *Classical and Quantum Gravity*, 19, L57
- Abramowicz M. A., Bulik T., Bursa M., Kluźniak W., 2003, *A&A*, 404, L21
- Abramowicz M. A., Kluźniak W., 2001, *A&A*, 374, L19
- Archibald A. M., Stairs I. H., Ransom S. M., Kaspi V. M., Kondratiev V. I., Lorimer D. R., McLaughlin M. A., Boyles J., Hessels J. W. T., Lynch R., van Leeuwen J., Roberts M. S. E., Jenet F., Champion D. J., Rosen R., Barlow B. N., Dunlap B. H., Remillard R. A., 2009, *Science*, 324, 1411
- Arnaud K. A., 1996, in Jacoby G. H., Barnes J., eds, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V* Vol. 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, *XSPEC : The First Ten Years*. pp 17–+
- Barret D., Belloni T., Bhattacharyya S., Gilfanov M., Gogus E., Homan J., Méndez M., Miller J. M., Miller M. C., Mereghetti S., Paltani S., Poutanen J., Wilms J., Zdziarski A. A., 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series* Vol. 7011 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, *Science with the XEUS high time resolution spectrometer*
- Barret D., Boutelier M., 2008, *New Astronomy Review*, 51, 835
- Barret D., Boutelier M., Miller M. C., 2008, *MNRAS*, 384, 1519
- Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2005a, *MNRAS*, 361, 855
- Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2005b, *Astronomische Nachrichten*, 326, 808
- Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2006, *MNRAS*, 370, 1140
- Barret D., Olive J.-F., Miller M. C., 2007, *MNRAS*, 376, 1139
- Belloni T., Hasinger G., 1990, *A&A*, 230, 103

- Belloni T., Méndez M., Homan J., 2005, *A&A*, 437, 209
- Belloni T., Psaltis D., van der Klis M., 2002, *ApJ*, 572, 392
- Berger M., van der Klis M., van Paradijs J., Lewin W. H. G., Lamb F., Vaughan B., Kuulkers E., Augusteijn T., Zhang W., Marshall F. E., Swank J. H., Lapidus I., Lochner J. C., Strohmayer T. E., 1996, *ApJ*, 469, L13+
- Bildsten L., 1998, in Buccheri R., van Paradijs J., Alpar A., eds, *NATO ASIC Proc. 515 : The Many Faces of Neutron Stars. Thermonuclear Burning on Rapidly Accreting Neutron Stars.* pp 419–+
- Blackburn J. K., 1995, in Shaw R. A., Payne H. E., Hayes J. J. E., eds, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV Vol. 77 of Astronomical Society of the Pacific Conference Series, FTOOLS : A FITS Data Processing and Analysis Software Package.* pp 367–+
- Bloser P. F., Grindlay J. E., Kaaret P., Zhang W., Smale A. P., Barret D., 2000, *ApJ*, 542, 1000
- Boirin L., Barret D., Olive J. F., Bloser P. F., Grindlay J. E., 2000, *A&A*, 361, 121
- Boutelier M., Barret D., Lin Y., Török G., 2009b, *MNRAS*, submitted
- Boutelier M., Barret D., Miller M. C., 2008, in Charbonnel C., Combes F., Samadi R., eds, *SF2A-2008 kHz Quasi-Periodic Oscillations in the low-mass X-ray binary 4U 0614+09.* pp 175–+
- Boutelier M., Barret D., Miller M. C., 2009a, *MNRAS*, in press
- Bradt H. V., Rothschild R. E., Swank J. H., 1993, *A&AS*, 97, 355
- Bradt H. V. D., McClintock J. E., 1983, *ARA&A*, 21, 13
- Cackett E. M., Miller J. M., Ballantyne D. R., Barret D., Bhattacharyya S., Boutelier M., Miller M. C., Strohmayer T. E., Wijnands R., 2009, Submitted
- Cackett E. M., Miller J. M., Bhattacharyya S., Grindlay J. E., Homan J., van der Klis M., Miller M. C., Strohmayer T. E., Wijnands R., 2008, *ApJ*, 674, 415
- Casella P., Altamirano D., Patruno A., Wijnands R., van der Klis M., 2008, *ApJ*, 674, L41
- Cui W., Barret D., Zhang S. N., Chen W., Boirin L., Swank J., 1998, *ApJ*, 502, L49+
- Day C. S. R., Tawara Y., 1990, *MNRAS*, 245, 31P
- Di Salvo T., Méndez M., van der Klis M., 2003, *A&A*, 406, 177

- Ford E., Kaaret P., Tavani M., Barret D., Bloser P., Grindlay J., Harmon B. A., Paciesas W. S., Zhang S. N., 1997, *ApJ*, 475, L123+
- Ford E. C., van der Klis M., Méndez M., Wijnands R., Homan J., Jonker P. G., van Paradijs J., 2000, *ApJ*, 537, 368
- Frank J., King A., Raine D. J., 2002, *Accretion Power in Astrophysics : Third Edition*
- Giacconi R., Gursky H., Paolini F. R., Rossi B. B., 1962, *Physical Review Letters*, 9, 439
- Gottwald M., Haberl F., Parmar A. N., White N. E., 1986, *ApJ*, 308, 213
- Gruber D. E., Blanco P. R., Heindl W. A., Pelling M. R., Rothschild R. E., Hink P. L., 1996, *A&AS*, 120, C641+
- Gursky H., Giacconi R., Gorenstein P., Waters J. R., Oda M., Bradt H., Garmire G., Sreekantan B. V., 1966, *ApJ*, 144, 1249
- Hasinger G., van der Klis M., 1989, *A&A*, 225, 79
- Horák J., Abramowicz M. A., Kluźniak W., Rebusco P., Török G., 2009, *A&A*, 499, 535
- Jahoda K., Swank J. H., Giles A. B., Stark M. J., Strohmayer T., Zhang W., Morgan E. H., 1996, in Siegmund O. H., Gummin M. A., eds, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series Vol. 2808 of Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, In-orbit performance and calibration of the Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) Proportional Counter Array (PCA)*. pp 59–70
- Jonker P. G., in't Zand J. J. M., Méndez M., van der Klis M., 2007, *MNRAS*, 378, 1187
- Jonker P. G., van der Klis M., Wijnands R., Homan J., van Paradijs J., Méndez M., Ford E. C., Kuulkers E., Lamb F. K., 2000, *ApJ*, 537, 374
- Kluźniak W., Abramowicz M. A., 2001a, *Acta Physica Polonica B*, 32, 3605
- Kluźniak W., Abramowicz M. A., 2001b, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Lamb F. K., Miller M. C., 2001, *ApJ*, 554, 1210
- Lamb F. K., Miller M. C., 2004, in *Bulletin of the American Astronomical Society Vol. 36 of Bulletin of the American Astronomical Society, Sonic-Point and Spin-Resonance Beat-Frequency Model of KiloHertz QPO Pairs*. pp 937–+
- Lamb F. K., Shibazaki N., Alpar M. A., Shaham J., 1985, *Nature*, 317, 681

- Lattimer J. M., Prakash M., 2007, *Phys. Rep.*, 442, 109
- Leahy D. A., Darbro W., Elsner R. F., Weisskopf M. C., Kahn S., Sutherland P. G., Grindlay J. E., 1983, *ApJ*, 266, 160
- Levine A. M., Cui W., Remillard R., Bradt H., Smith D. A., Shirey R., Morgan E. H., 1996, in *Bulletin of the American Astronomical Society Vol. 28 of Bulletin of the American Astronomical Society, RXTE ASM Characterization of Temporal/Spectral Behavior of Galactic X-ray Sources*. pp 1316–+
- Lewin W. H. G., Vacca W. D., Basinska E. M., 1984, *ApJ*, 277, L57
- Lewin W. H. G., van Paradijs J., Taam R. E., 1993, *Space Science Reviews*, 62, 223
- Lewin W. H. G., van Paradijs J., van der Klis M., 1988, *Space Science Reviews*, 46, 273
- Meheut H., Tagger M., 2009, *ArXiv e-prints*
- Méndez M., 2006, *MNRAS*, 371, 1925
- Méndez M., Belloni T., 2007, *MNRAS*, 381, 790
- Méndez M., van der Klis M., 2000, *MNRAS*, 318, 938
- Méndez M., van der Klis M., Ford E. C., 2001, *ApJ*, 561, 1016
- Méndez M., van der Klis M., Ford E. C., Wijnands R., van Paradijs J., 1999, *ApJ*, 511, L49
- Mendez M., van der Klis M., van Paradijs J., Lewin W. H. G., Lamb F. K., Vaughan B. A., Kuulkers E., Psaltis D., 1997, *ApJ*, 485, L37+
- Mendez M., van der Klis M., van Paradijs J., Lewin W. H. G., Vaughan B. A., Kuulkers E., Zhang W., Lamb F. K., Psaltis D., 1998, *ApJ*, 494, L65+
- Miller M. C., 1998, in Holt S. S., Kallman T. R., eds, *American Institute of Physics Conference Series Vol. 431 of American Institute of Physics Conference Series, Models of Kilohertz Quasi-Periodic Brightness Oscillations*. pp 371–+
- Miller M. C., 1999, *ApJ*, 515, L77
- Miller M. C., 2001, *X-ray Astronomy : Stellar Endpoints, AGN, and the Diffuse X-ray Background*, 599, 229
- Miller M. C., Lamb F. K., 1998, *ApJ*, 499, L37+
- Miller M. C., Lamb F. K., Psaltis D., 1998, *ApJ*, 508, 791

- Piraino S., Santangelo A., Kaaret P., 2000, *A&A*, 360, L35
- Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., Lloyd C., Rees P., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., Lloyd C., Rees P., 1993, *The Observatory*, 113, 214
- Pringle J. E., 1996, *MNRAS*, 281, 357
- Psaltis D., Belloni T., van der Klis M., 1999, *ApJ*, 520, 262
- Psaltis D., Mendez M., Wijnands R., Homan J., Jonker P. G., van der Klis M., Lamb F. K., Kuulkers E., van Paradijs J., Lewin W. H. G., 1998, *ApJ*, 501, L95+
- Reig P., Méndez M., van der Klis M., Ford E. C., 2000, *ApJ*, 530, 916
- Reig P., van Straaten S., van der Klis M., 2004, *ApJ*, 602, 918
- Remillard R. A., 2005, *Astronomische Nachrichten*, 326, 804
- Shklovsky I. S., 1967, *ApJ*, 148, L1+
- Stella L., 2001, *X-ray Astronomy : Stellar Endpoints, AGN, and the Diffuse X-ray Background*, 599, 365
- Stella L., Vietri M., 1998, *ApJ*, 492, L59+
- Stella L., Vietri M., 1999, *Physical Review Letters*, 82, 17
- Stella L., Vietri M., Morsink S. M., 1999, *ApJ*, 524, L63
- Strohmayer T. E., Markwardt C. B., Kuulkers E., 2008, *ApJ*, 672, L37
- Strohmayer T. E., Zhang W., Swank J. H., Smale A., Titarchuk L., Day C., Lee U., 1996, *ApJ*, 469, L9+
- Tauris T. M., van den Heuvel E., 2003, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Tawara Y., Kii T., Hayakawa S., Kunieda H., Masai K., Nagase F., Inoue H., Koyama K., Makino F., Makishima K., Matsuoka M., Murakami T., Oda M., Ogawara Y., Ohashi T., Shibasaki N., Tanaka Y., Miyamoto S., Tsunemi H., Yamashita K., Kondo I., 1984, *ApJ*, 276, L41
- Török G., 2009, *A&A*, 497, 661
- Török G., Abramowicz M. A., Bakala P., Bursa M., Horák J., Kluzniak W., Rebusco P., Stuchlik Z., 2008, *Acta Astronomica*, 58, 15
- van der Klis M., 1989a, in Ögelman H., van den Heuvel E. P. J., eds, *Timing Neutron Stars Fourier techniques in X-ray timing*. pp 27–+

- van der Klis M., 1989b, *ARA&A*, 27, 517
- van der Klis M., 2000, *ARA&A*, 38, 717
- van der Klis M., 2001, *ApJ*, 561, 943
- van der Klis M., 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- van der Klis M., 2006a, *Advances in Space Research*, 38, 2675
- van der Klis M., 2006b, *Rapid X-ray Variability. Compact stellar X-ray sources*, pp 39–112
- 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., Wijnands R. A. D., Horne K., Chen W., 1997, *ApJ*, 481, L97+
- van Paradijs J., Dotani T., Tanaka Y., Tsuru T., 1990, *PASJ*, 42, 633
- van Straaten S., Ford E. C., van der Klis M., Méndez M., Kaaret P., 2000, *ApJ*, 540, 1049
- van Straaten S., van der Klis M., di Salvo T., Belloni T., 2002, *ApJ*, 568, 912
- Verbunt F., 1988, *Advances in Space Research*, 8, 529
- Verbunt F., van den Heuvel E. P. J., 1995, in Lewin W. H. G., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., eds, *X-ray binaries, p. 457 - 494 Formation and evolution of neutron stars and black holes in binaries.. pp 457–494*
- Wells D. C., Greisen E. W., Harten R. H., 1981, *A&AS*, 44, 363
- White N. E., Nagase F., Parmar A. N., 1995, in Lewin W. H. G., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., eds, *X-ray binaries, p. 1 - 57 The properties of X-ray binaries.. pp 1–57*
- Wijnands R., van der Klis M., 1998, *Nature*, 394, 344
- Zhang C. M., Yin H. X., Zhao Y. H., Zhang F., Song L. M., 2006, *MNRAS*, 366, 1373
- Zhang W., Jahoda K., Kelley R. L., Strohmayer T. E., Swank J. H., Zhang S. N., 1998, *ApJ*, 495, L9+
- Zhang W., Jahoda K., Swank J. H., Morgan E. H., Giles A. B., 1995, *ApJ*, 449, 930
- Zhang W., Smale A. P., Strohmayer T. E., Swank J. H., 1998, *ApJ*, 500, L171+