

Oscillations millisecondes des binaires X : La révolution de RXTE

Jean-François Olive

*Université Paul Sabatier et Centre d'Etude Spatiale des
Rayonnements (CESR-CNRS), Toulouse, France*

Abstract.

I review the RXTE observations of new neutron-star phenomena, namely the coherent pulsations from the first accreting millisecond pulsar, the coherent oscillations during X-ray bursts and kiloHertz quasi-periodic oscillations. I describe the ways in which study of these millisecond phenomena could help to distinguish between models of dense matter and advance our understanding of general relativity in strong gravitational fields.

1. Introduction

Une binaire X est un système stellaire double formé d'un objet compact (le primaire : étoile à neutrons ou trou noir) et d'un compagnon stellaire (le secondaire). Une étoile à neutrons est un objet de 1 à 3 masses solaires (M_{\odot} , dans ce cours) dont le rayon varie entre 10 et 15 km. Quant à l'horizon d'un trou noir, son rayon est $\sim 3 \text{ km}/M_{\odot}$. Ces objets sont sans doute les plus denses de l'Univers, ce qui confère aux binaires X toute leur singularité.

Une binaire X de faible masse (BXFM, voir la revue de Lewin et al. 1995a) est un système dans lequel le compagnon a une masse $M_c \leq 1 M_{\odot}$. Dans ce cas, l'émission X est produite par la chute de matière de l'enveloppe du compagnon qui déborde de son lobe de Roche par le point L_1 de Lagrange (cours de J.M. Hameury, dans ce volume). Par conservation du moment cinétique, il se forme un disque d'accrétion plat autour de l'objet compact, dans le plan orbital de la binaire. La vitesse azimutale dans ce disque est quasi-keplérienne et bien supérieure à la vitesse radiale de chute dans les régions externes. Par frottement visqueux, la rotation différentielle du disque permet d'extraire le moment cinétique vers l'extérieur. L'énergie interne ainsi produite est convertie en rayonnement par des mécanismes encore mal connus, en partie parce que les spectres en énergie fournissent un diagnostic qui est loin d'être unique.

On peut néanmoins définir la luminosité d'accrétion (L_{acc}) qui est la luminosité maximale bolométrique d'un flot de matière, de taux d'accrétion \dot{M} , qui chute depuis l'infini jusqu'à la distance R d'un objet de masse M . En supposant que toute l'énergie potentielle gravitationnelle soit convertie en rayonnement, cette luminosité s'écrit :

$$L_{\text{acc}} = \frac{GMM}{R} \text{ erg.s}^{-1} \quad (1)$$

La luminosité d'une BXFM active ($10^{35-38} \text{ erg.s}^{-1}$) est principalement émise dans le domaine des X (0.5–100 keV). L_X est donc un traceur du taux d'accrétion total du système pour les BXFM avec étoiles à neutrons. Dans ce cas, la matière chute à la surface de l'étoile¹. Indépendamment du détail des processus de rayonnement, la totalité de l'énergie d'accrétion doit être ré-émise. Au contraire, pour les trous noirs, la matière peut disparaître au delà de l'horizon sans avoir rayonné une partie de son énergie interne (voir le cours sur les ADAF dans ce volume).

Bien que le disque s'étende à une distance de $10^5 - 10^7$ km, la compacité de l'astre qui accrète implique que l'essentiel de la luminosité L_X soit émise dans un rayon de quelques dizaines de km seulement autour de l'objet compact. Dans cette région, l'échelle de temps dynamique, assimilée à la période d'une orbite keplerienne de rayon r_k ($\tau_{\text{dyn}} = (r_k^3/GM)^{0.5}$), n'est que de 0.5 à 10 msec.

Outre le plaisir de la connaissance des astres qui peuplent notre Univers, il y a trois intérêts majeurs à l'étude des BXFM. Le premier est de fournir un laboratoire d'expérimentation unique pour l'étude de la physique en gravité extrême. Dans l'environnement proche de l'objet compact, l'espace-temps doit être décrit par la relativité générale en champ gravitationnel fort. L'idée fondamentale est d'utiliser la matière du compagnon, en chute sur l'objet compact, comme "particules tests" afin de cartographier cet espace-temps. De nombreuses prédictions, par exemple l'existence d'une ultime orbite circulaire stable à ~ 3 rayons de Schwarzschild (l'ISCO, "Innermost Stable Circular Orbit") ou des phénomènes de précession relativiste de type Lense-Thirring peuvent être testés. Toutefois, le problème ne se réduit pas à une simple étude cinématique car cet environnement proche est un milieu complexe, en particulier du fait du champ magnétique tournant de l'étoile à neutrons et des effets de la pression de radiation.

Les observations X des parties centrales des BXFM peuvent également nous permettre de déterminer le rayon, la masse, la fréquence de

¹On n'envisage pas ici la possible éjection de matière par des jets relativistes ou par le champ magnétique (effet "propeller") qui pourrait jouer sur la balance énergétique.

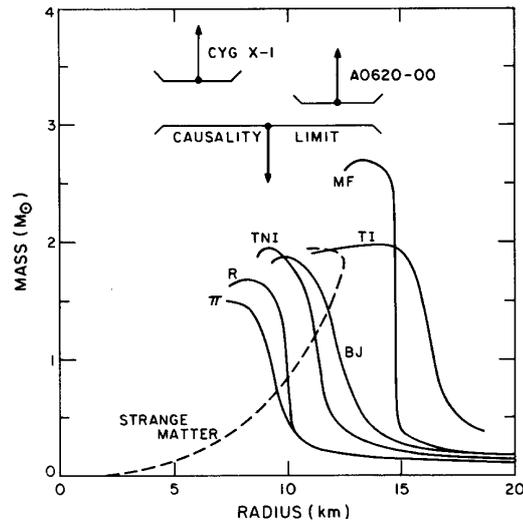


Figure 1.: *Diagramme Masse-Rayon d'une étoile à neutrons pour diverses EOS de la matière super-condensée. En pointillés, la relation Masse-Rayon d'une étoile "étrange" composée de quarks. Également indiquées, la limite de causalité, masse maximale absolue d'une étoile à neutrons et la limite inférieure de la masse des deux candidats trous noirs, Cyg X-1 et A 0620-00.*

rotation et le moment d'inertie des étoiles à neutrons. C'est le second intérêt majeur de ces observations. Ces paramètres macroscopiques permettent de contraindre les équations d'état de la matière super-condensée (EOS dans ce cours, pour "Equation Of State"). La détermination de ces EOS est un des buts importants de la physique nucléaire depuis plus de 20 ans. Si la stabilité d'une étoile à neutrons est globalement expliquée par la pression de dégénérescence neutronique, la nature et les potentiels d'interaction des particules qui composent le cœur de cette étoile sont encore largement inconnus (voir e.g. Cook et al. 1994). A des densités de l'ordre de la densité nucléaire ($\rho_{\text{nuc}} \sim 10^{15} \text{ g.cm}^{-3}$), des hyperons pourraient apparaître et l'interaction relativiste entre nucléons est un problème complexe à N-corps. Des phénomènes exotiques comme la superfluidité des neutrons et protons, la condensation des pions, la solidification des neutrons, des transitions de phase dans une "soupe" de quarks, pourraient intervenir dans ce cœur.

La figure 1 représente les relations Masse-Rayon d'une étoile à neutrons prédites par différentes EOS de la matière super-condensée (voir leurs descriptions dans Shapiro & Teukolsky 1983). On distingue deux

grandes classes de solutions : des équations d'état de type "rigides" (MF, TI, BJ, TNI), peu compressibles, qui prédisent des étoiles à neutrons de rayon $\sim 12\text{--}15$ km et de masse maximale $\sim 2\text{--}2.7 M_{\odot}$ et des équations d'état plus "souples" (π , R), compressibles, qui prédisent de petits rayons ~ 10 km et des masses maximales de $\sim 1.6 M_{\odot}$. On comprend aisément l'intérêt de positionner dans ce diagramme des étoiles à neutrons observées ou de délimiter des régions permises par les observations. Par exemple, une seule détection fiable d'une étoile à neutrons de $2 M_{\odot}$ élimine définitivement les EOS compressibles, en particulier celles basées sur l'hypothèse d'une condensation de pions (EOS π).

Dans un contexte autre que les BXFM, l'observation des pulsars milliseconde radio binaires a permis de déterminer précisément la masse des étoiles à neutrons qui les composent. Par exemple, pour le pulsar binaire de Hulse-Taylor (PSR 1913+16), les deux étoiles à neutrons ont une masse comparable de $1.4 M_{\odot}$. Cette valeur, proche de la masse de Chandrasekar, est permise par toutes les EOS (voir figure 1). Cela n'apporte donc pas de contrainte significative sur les modèles. Au contraire, l'observation d'étoiles à neutrons accrétantes qui, pendant la durée de vie d'une BXFM, voient leur masse augmenter d'une fraction importante, nous permet, a priori, d'explorer un domaine de masse étendu.

Le troisième intérêt majeur de l'étude des BXFM est que ces systèmes pourraient bien cacher un nouveau type d'objet compact : une étoile "étrange". L'existence de ces objets, composés entièrement de quarks u, d et s déconfinés (i.e. non assemblés en un noyau), est une fascinante perspective de la recherche actuelle. Explorer cette possibilité a des conséquences en astrophysique, mais également en physique fondamentale. Les phases de quarks déconfinés ("strange quark matter" ou SQM) sont en effet activement recherchées, en particulier au grand collisionneur de hadrons du CERN.

La possibilité de l'existence des étoiles "étranges" est basée sur une hypothèse formulée par Witten (1984). Selon cette hypothèse, une soupe de quarks est le vrai état fondamental de la matière en interaction forte, plutôt qu'un noyau lourd, de type ^{56}Fe . C'est à dire que l'énergie par baryons E/A de la SQM satisfait, à la densité nucléaire et à pression nulle, l'inégalité :

$$\left(\frac{E}{A}\right)_{\text{SQM}} \leq \frac{E(^{56}\text{Fe})}{56} \simeq 930 \text{ MeV}, \quad (2)$$

Une discussion sur les différentes EOS ainsi que des références récentes sur la SQM peuvent être trouvées dans Bombaci (2000), Zdunik (2000), Zdunik et al. (2000) et Datta et al. (1998). Pour des étoiles étranges de faible masse gravitationnelle ($M \ll M_{\text{max}}$), M est proportionnel à R^3 . Ce sont des systèmes intrinsèquement liés, indépendamment

de la force de gravitation. Il n'y a pas de masse minimale pour une étoile étrange. Au contraire, pour les étoiles à neutrons, le rayon décroît quand la masse augmente. Sur un diagramme Masse-Rayon, les deux types d'objets sont clairement identifiables (figure 1).

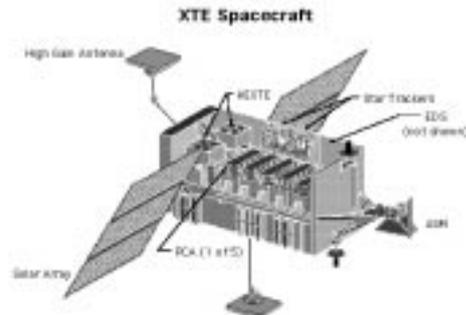


Figure 2.: *Le satellite Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) de la NASA. On distingue les 5 blocs du détecteur PCA.*

Pour étudier l'environnement relativiste des objets compacts, la structure des étoiles à neutrons ou tester l'existence d'étoiles étranges, il faut analyser le rayonnement X des BXFMs dans un domaine de haute fréquence, au delà de ~ 10 Hz. Une série de découvertes récentes, effectuées grâce au satellite de la NASA Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE, Bradt et al. 1993, figure 2) a permis de faire des avancées majeures dans le domaine des oscillations rapides des BXFMs. Le satellite RXTE a été lancé par la NASA, le 30 décembre 1995. A son bord, l'instrument PCA ("Proportional Counter Array") est constitué d'un groupe de 5 détecteurs collimatés, d'une surface effective totale de ~ 7000 cm². Cela représente de 4 à 8 fois la surface du télescope de l'ESA EXOSAT et 2 fois celle du télescope japonais GINGA, ses principaux prédécesseurs. La technique de détection employée (des compteurs proportionnels) est loin d'être révolutionnaire et date des années 70. Si le PCA a permis d'effectuer des avancées majeures, c'est par la combinaison de sa surface de détection importante et d'une bande passante de télémétrie permettant de dater tous les photons détectés avec une résolution de 16-500 μ secs, jusqu'à des taux de comptage de 10^5 c/sec, en conservant des capacités spectrales.

Trois grandes découvertes sur les BXFMs sont présentées dans ce cours : (I) le "chaînon manquant" SAX J1808.4-3658 (section 3.), (II) les pulsations millisecondes cohérentes dans l'émission des sursauts X (section 4.) et (III) les oscillations quasi-périodiques millisecondes (QPO

kHz) dans l'émission persistante (section 5.). Si les deux premières ont induit rapidement des interprétations assez simples, c'est loin d'être le cas pour les QPO kHz qui, malgré les assauts passionnés de nombreux astrophysiciens parmi les plus brillants, restent actuellement un véritable mystère.

2. La terminologie de l'observateur X des BXFM

2.1 Les variabilités temporelles

Les résultats exposés dans ce cours sont essentiellement basés sur les méthodes d'analyse de Fourier (FFT puis calcul du spectre de puissance) appliquées aux séries temporelles du taux de comptage des sources obtenues avec une résolution sub-milliseconde par le PCA de RXTE. Une excellente revue de ces méthodes peut être trouvée dans l'article de van der Klis (1989). Précisons seulement ici une partie de la terminologie qui sera employée par la suite.

Une oscillation cohérente est un signal périodique qui perdure, sans perte de phase, durant toute l'observation que l'on traite. Ce signal se traduit par un pic infiniment étroit, non-resolvable dans le spectre de Fourier.

Une oscillation quasi-périodique (QPO) se produit soit lorsque la phase d'un signal périodique varie au cours de l'observation, soit lorsque des "trains d'oscillations" localisés en temps, de phases différentes, apparaissent dans les données. Ce signal se traduit par un pic large dans le spectre de Fourier, généralement de forme gaussienne ou lorentzienne. Ces pics sont caractérisés par leur centroïde (la fréquence du QPO, ν), leur largeur (λ , en Hz) et leur amplitude (r). La largeur est l'inverse de la durée de cohérence du QPO (durée des "trains d'oscillations"). On chiffre le degré de cohérence d'un signal quasi-périodique par un facteur de qualité : $Q = \nu/\lambda$. Q est aussi le nombre d'oscillations successives dans un "train". Par convention, on parle de QPO lorsque $Q \geq 2$. L'amplitude r est chiffrée en terme d'écart quadratique moyen (ou rms) des oscillations exprimé en pourcentage du taux de comptage de la source. Par exemple, une valeur de 20 % rms signifie la présence de trains d'oscillations aléatoires dont l'écart quadratique moyen représente 20 % de l'intensité de la source. La valeur statistique (nombre de "sigma Gaussien") d'une détection de QPO est $n_\sigma = \frac{1}{2} I_x r^2 (T/\lambda)^{1/2}$, où I_x est le taux de comptage de la source et T la durée de l'observation (van der Klis 1997). n_σ est proportionnel au taux de comptage et au carré de l'amplitude r du QPO. Il suffit par exemple d'une décroissance d'un facteur 2 sur cette amplitude pour transformer un magnifique "6 σ " en un "1.5 σ ", bien en dessous du seuil de détection. Cette limitation est sensible et il

faut prendre garde aux interprétations hâtives lorsque les QPO semblent disparaître ou lorsqu’une source n’en montre pas.

Pour une fréquence de Fourier donnée, on détecte quelquefois un décalage de phase entre les oscillations dans différentes bandes d’énergie. Ce décalage, souvent étudié par la technique des spectres de Fourier croisés, témoigne d’un délai (“time lag”) entre ces bandes d’énergie qui donne des informations très importantes sur les processus physiques impliqués. Dans le jargon, on parle de “hard lags” si les photons de haute énergie suivent ceux de basse énergie et de “soft lags” dans le cas contraire.

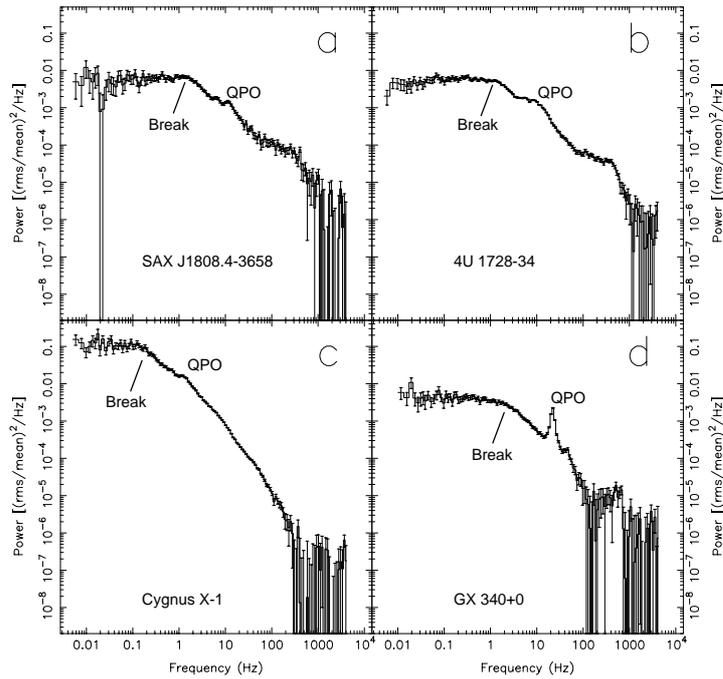


Figure 3.: Spectres de Fourier à large bande pour le pulsar milliseconde (SAX J1808.4-3658), une source “Atoll” (4U 1728-34), un candidat trou noir (Cyg X1) et une source de type “Z” (GX 340+0). Ce type de spectre de Fourier est caractéristique des états de plus faible luminosité de ces sources (Wijnands & van der Klis 1999).

Pour les BXFM de faible luminosité (en particulier les sources de type “Atoll”, voir paragraphe 2.2) et les trous noirs en état bas, on observe souvent des spectres de Fourier présentant un plateau horizontal depuis les plus basses fréquences jusqu’à une fréquence de cassure, le “break”, à la fréquence $\nu_b \sim 0.01 - 10$ Hz. Quelques exemples de ce type de spectre sont représentés sur la figure 3. Au delà de ν_b , le spectre

décroît comme une loi de puissance d'indice proche de 2. Cette composante à large bande est souvent appelée le "shot noise". En français, cela pourrait donner le "bruit de grenaille" par analogie avec un type de bruit, de spectre similaire, observé dans certains montages électroniques. On peut modéliser qualitativement ce bruit par la superposition de petits accroissements de l'intensité, de forme exponentielle : les "shots". La fréquence ν_b est inversement proportionnelle à la durée caractéristique des "shots" les plus longs.

Pour les états les plus brillants des étoiles à neutrons et des trous noirs (en particulier les sources de type "Z", voir section 2.2), le spectre est celui d'un "bruit rouge" pouvant être représenté par une loi de puissance d'indice négatif (~ -1 à -2). Cette composante traduit des variations erratiques de grande amplitude de la courbe de lumière, sur des échelles de temps variables, au contraire du "shot noise".

2.2 La classification des BXFM

D'après leur propriété spectrale et temporelle, étudiée en particulier grâce à EXOSAT, les BXFM avec étoile à neutrons ont été classées en deux catégories principales : les sources de type "Z" et celles de type "Atoll" (Hasinger & van der Klis 1989, van der Klis 1995a,b). Ces deux classes tirent leur nom de la forme de leurs diagrammes couleur-couleur et couleur-intensité. Les sources de type "Z" dessinent... un Z! (voir figure 4 droite). Ce sont les BXFM les plus lumineuses, proches de la luminosité maximale d'Eddington (L_{Edd}). Leurs propriétés suggèrent que ces sources ont un champ magnétique relativement élevé ($B \sim 0.1 - 1 \times 10^9$ Gauss).

Les sources de type "Atoll" dessinent une sorte de U ou de C qui entoure une zone centrale et qui ressemble à un atoll corallien autour d'une île (voir figure 4 gauche). La plupart des sources "Atoll" sont faiblement lumineuses ($0.01 - 0.2L_{\text{Edd}}$). Leur champ magnétique est supposé plus faible que pour les source "Z" ($B \sim 0.1 - 1 \times 10^8$ Gauss). La position d'une BXFM dans ces diagrammes est paramétrée par un scalaire (S_a ou S_z , selon le cas, voir figures 4). Bien avant RXTE, on avait observé que les propriétés temporelles des BXFM, en particulier la position et l'amplitude des QPO de basses fréquences à 15-60 Hz, déjà connus à l'époque, dépendaient de ce scalaire beaucoup plus étroitement que de la luminosité X. Pour cela, on avait donné le nom de "taux d'accrétion déduit" aux paramètres S_a et S_z .

3. Découverte du chaînon manquant : SAX J1808.4-3658

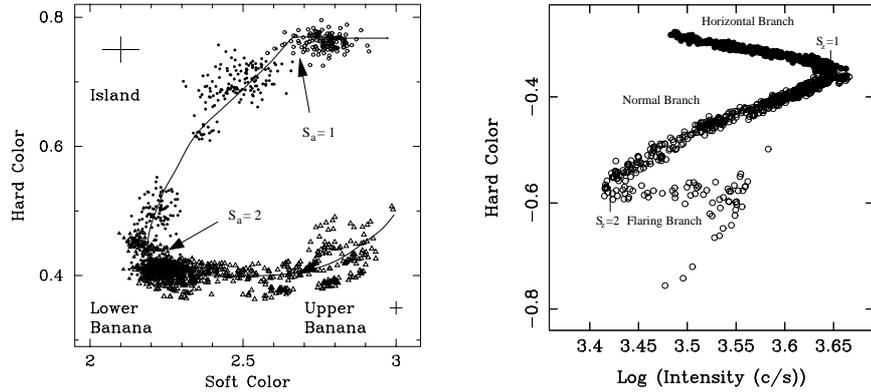


Figure 4.: Gauche : Diagramme couleur-couleur de la source “Atoll” $4U\ 1608-52$ (Méndez et al. 1999). La partie haute est l’état “île” (“Island state”, état de luminosité le plus bas). La partie basse est l’état “banane” (“banana state”, état de luminosité plus élevée). Droite : Diagramme couleur-intensité de la source de type “Z” $GX\ 340+0$ (Jonker et al. 2000). Des valeurs indicatives des paramètres de taux d’accrétion déduit S_z et S_a sont reportées. Les symboles “pleins” correspondent aux observations pour lesquelles des QPO kHz ont été détectées.

3.1 Pourquoi manquait-il un chaînon ?

Les pulsars millisecondes sont des étoiles à neutrons en rotation très rapide, isolées ou dans un système binaire (voir la revue de Bhattacharya 1995). Dès leur découverte en 1982, ces sources ont intrigué les astrophysiciens. Elles possèdent en effet la double caractéristique d’avoir le champ magnétique le plus faible (10^{8-9} contre 10^{12-13} Gauss pour les pulsars radio classiques) et la période de rotation la plus courte ($\sim 1 - 5$ msec contre ≥ 30 msec). Or, un pulsar isolé rayonne son énergie cinétique de rotation et donc se ralentit. D’autre part, le temps caractéristique de décroissance de son champ magnétique est très court, de quelques 10^6 ans (Bhattacharya & Srinivasan 1995). Selon les critères utilisés pour les pulsars radio classiques, les pulsars millisecondes présentaient donc le paradoxe d’être les plus jeunes par leurs périodes de rotation et les plus âgés par leurs champs magnétiques.

Pour lever ce paradoxe, un scénario de formation spécifique a été proposé (Srinivasan & van den Heuvel 1982, Alpar et al. 1982, voir la revue de Verbunt & van den Heuvel 1995). Dans ce scénario, les pulsars millisecondes sont le produit final de l’évolution des BXFM. Durant les phases d’accrétion, le transfert de moment cinétique accélère la rotation

de l'étoile à neutrons jusqu'à des périodes de l'ordre de la milliseconde. En quelque sorte, la vieille étoile à neutrons est recyclée dans la BXFM.

Pour former un pulsar milliseconde isolé, le secondaire peut être soit totalement accrété, soit "évaporé" par l'émission X intense du pulsar, comme dans le cas des systèmes surnommés les "veuves noires" (e.g. PSR 1957+20, Eicher 1988). Du fait de son faible champ magnétique, le taux de décélération d'un pulsar milliseconde ($\dot{P} \propto B^2 / P$) est très faible et sa durée de vie est de l'ordre 10^9 ans.

Un fait intrigant subsistait : malgré plus de 15 ans de recherche intensive (Leahy et al. 1983, Mereghetti & Grindlay 1987, Woods et al. 1991, Vaughan et al. 1994), aucune pulsation milliseconde cohérente n'avait été détectée en provenance d'une BXFM. Pourtant, la moindre anisotropie de l'émission (e.g. des pôles magnétiques un peu plus chauds) aurait dû révéler la rotation de l'étoile ! Comme on ne pouvait exclure que certaines étoiles à neutrons naissent directement avec un champ magnétique faible, valider le scénario de formation des pulsars millisecondes passait par l'observation d'une étoile à neutrons en rotation rapide dans un système accrétant. Il restait à découvrir le chaînon manquant.

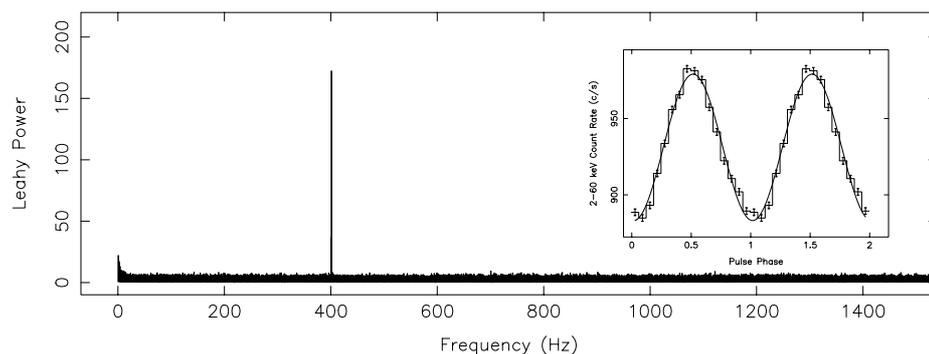


Figure 5.: *Spectre de puissance de Fourier de l'émission de SAX J1808.4-3658, le premier pulsar milliseconde accrétant. Encadré : courbe de lumière du pulsar obtenue par empilement de phase et comparée à une sinusoïde. Deux périodes sont représentées.*

3.2 Qui est SAX J1808.4-3658 ?

SAX J1808.4-3658 est une source transitoire qui a été découverte en septembre 1996 avec la "Wide Field Camera" du satellite BeppoSAX (in't Zand et al. 1998). Deux sursauts X ont alors été observés ce qui a permis de classer cette source dans la catégorie des BXFM avec étoile à neutrons

et d'estimer sa distance à 4 kpc. Deux ans plus tard, en avril 1998, cette source est à nouveau active. Elle est alors observée par l'instrument PCA de RXTE. L'analyse des ces données temporelles à haute résolution révèle que SAX J1808.4-3658 cache un pulsar X de période 2.49 msec, faisant de cet objet le premier pulsar milliseconde connu dans un système binaire accrétant (Wijnands & van der Klis 1998ab). La figure 5 représente le spectre de puissance de Fourier de cette source, obtenu le 11 avril 1998. Le signal à 401 Hz, totalement cohérent, est d'une évidence rarement atteinte en X. Aucun signal harmonique n'est détecté et la courbe de lumière obtenue par méthode d'empilement de phase est donc quasi-sinusoidale. L'amplitude de ces pulsations est faible ($\sim 4\%$ rms entre 2 et 60 keV).

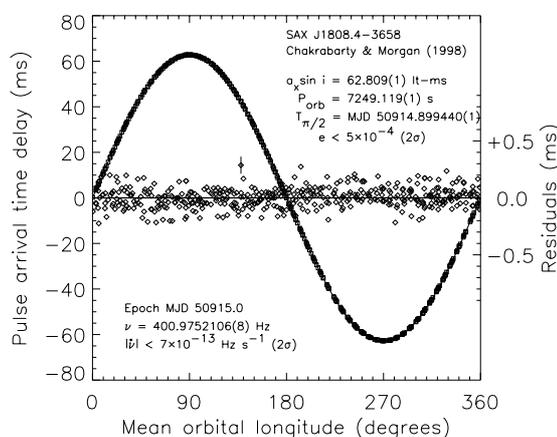


Figure 6.: *Modulation orbitale (sinusoïdale) du délai des pulsations de SAX J1808.4-3658 par rapport aux prévisions des éphémérides moyennes et résidus (autour de 0) lorsqu'on tient compte des paramètres orbitaux du système reportés sur la figure.*

En analysant les temps d'arrivée des pulsations X, Chakrabarty & Morgan (1998ab) ont déterminé les paramètres orbitaux de ce système. La période est de 2 heures environ (7249.119 sec), pour une orbite quasi-circulaire ($e \leq 5 \times 10^{-4}$). Le demi grand axe projeté de l'orbite est $a_x \sin(i) = 62.809$ msec-lumière et la fonction de masse est de $3.85 \times 10^{-5} M_\odot$. Cette valeur, très faible, implique un compagnon moins massif que $\sim 0.1 M_\odot$, pour une étoile à neutrons de $2 M_\odot$ maximum (Chakrabarty & Morgan 1998b). Les délais d'arrivée des pulsations en fonction de la longitude orbitale sont représentés sur la figure 6. Ce système a été également

détecté en optique, lors de son éruption X, à la magnitude $V=16.6$ (Giles et al. 1999), avec une même période de deux heures.

Le spectre X en énergie de SAX J1808.4-3658 est un spectre dur. Il peut être modélisé par un processus dans lequel l'étoile à neutrons centrale est entourée d'une couronne d'électrons chauds. Les photons de basse énergie, injectés dans cette couronne, sont comptonisés en X durs. Avec ce modèle, Heindl & Smith (1998) ont déterminé une température électronique de $kT_e = 22$ keV et une profondeur optique de $\tau = 4$ (ou 2) dans une géométrie sphérique (ou en couche).

Après l'éruption transitoire, la source a été détectée en "quiescence" avec une luminosité de $2 - 3 \times 10^{32}$ erg s⁻¹ dans la gamme 0.5–10 keV par BeppoSAX (Stella et al. 2000). Cette émission pourrait s'interpréter par un front de choc produit par l'interaction du vent de particules relativistes du pulsar avec la matière qui s'échappe du compagnon. Les observations radio, quoique favorisées par la connaissance a priori de la fréquence de rotation, n'ont pas permis, pour l'instant, la détection du pulsar (Gaensler et al. 1999). Si l'accrétion n'a pas complètement cessé, il est possible qu'une mesure de dispersion variable ou qu'une absorption libre-libre élevée puissent expliquer ce résultat négatif.

3.3 Des "soft lags" dans l'émission pulsée

En étudiant les pulsations X de SAX J1808.4-3658, par la méthode des spectres de Fourier croisés et des corrélations des profils temporels dans différentes bandes d'énergie, Cui et al. (1998b) et Ford (2000) ont reporté l'existence de "soft lags", c'est à dire des photons de haute énergie en avance sur ceux de plus basse énergie dans le cycle de pulsation (voir figure 7 gauche). En prenant comme référence la bande d'énergie 2–3 keV, cette avance s'étend de 20 μ sec à 3.5 keV jusqu'à 200 μ sec à 20 keV.

Ces retards peuvent être interprétés par un effet Doppler relativiste dû à la rotation de l'étoile à neutrons (Ford, 2000). Lorsque l'étoile tourne, une région chaude ("hot spot") à la surface, responsable de l'émission modulée, possède à chaque rotation une vitesse tout d'abord dirigée vers l'observateur, puis en direction inverse. Or, la vitesse équatoriale d'une étoile à neutrons en rotation à 401 Hz est de l'ordre de 10 % de la vitesse de la lumière ce qui induit une distorsion spectrale modulée par effet Doppler. En tenant compte de cet effet et de la propagation courbe des photons dans une métrique de Schwarzschild, Ford (2000) a pu reproduire les retards observés (figure 7 droite). Le meilleur ajustement est obtenu pour un "hot spot" de température $kT_0 = 0.6$ keV, un angle d'inclinaison $\beta = 10^\circ$ sur une étoile de $1.8 M_\odot$ et 10 km de rayon.

Weimberg et al. (2000) ont repris cette modélisation en considérant, en plus du décalage Doppler, l'effet du nuage d'électrons chauds autour de

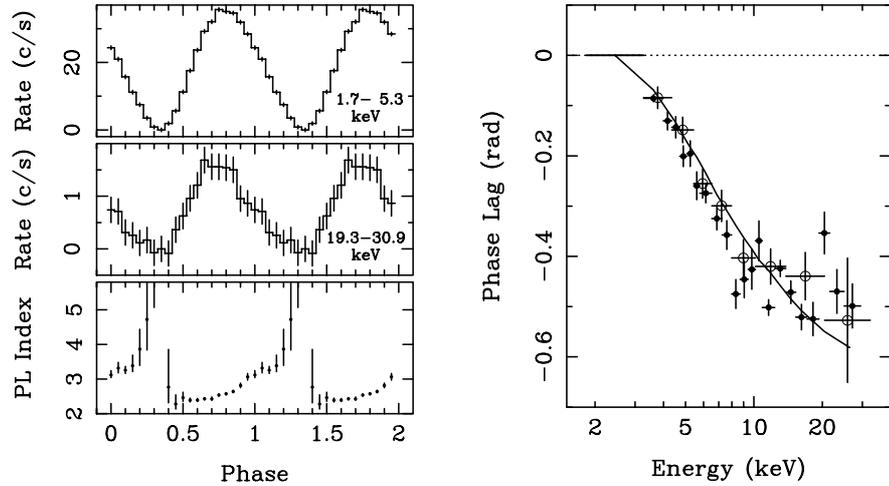


Figure 7.: *Gauche* : Courbes de lumière du pulsar SAX J1808.4-3658 (en haut et au milieu) et indice spectral (en bas) en fonction de la phase. *Droite* : Retards en phase de SAX J1808.4-3658 en fonction de l'énergie par rapport à la bande 2-3 keV prise comme référence. La ligne continue représente la prédiction du modèle décrit dans le texte (Ford, 2000).

l'objet compact, qui agit en sens contraire pour diminuer les "soft lags" Doppler. On s'attend, en effet, à ce que les photons de haute énergie, qui ont diffusé plus souvent, soient retardés dans le nuage car il parcourt un trajet plus long avant de s'échapper. Ces auteurs trouvent une masse de $2.2 M_{\odot}$ pour un rayon de 10 km, résultats compatibles avec les estimations de Ford (2000). L'essentiel de l'effet de la couronne d'électrons est compensé par un "hot spot" plus chaud, de température $kT_0 = 1.1$ keV.

La faible valeur du rayon de l'étoile obtenue par ces modélisations pourrait favoriser les EOS de type compressible mais une valeur aussi élevée de la masse semble exclue pour ce type d'EOS (voir figure 1). A ce jour, les hypothèses simplificatrices qui sont faites dans ces calculs, en particulier le spectre thermique isotrope du "hot spot", ne permettent pas de conclure fermement. Néanmoins, ces modélisations sont très encourageantes. Dans le futur, la détection des harmoniques de ce signal, trop faibles pour la sensibilité du PCA, pourrait permettre de déterminer simultanément le spectre en énergie, le diagramme de rayonnement du "hot spot" et les paramètres rayon et masse de l'étoile.

3.4 L'interaction disque-magnétosphère de SAX J1808.4-3658

L'émission pulsée de SAX J1808.4-3658 n'est pas d'origine purement magnétosphérique comme dans le cas des pulsars isolés. Les pulsations n'ont, en effet, pas été détectées en dehors de l'éruption d'avril 1998. Elle proviennent probablement de l'interaction du champ magnétique du pulsar en rotation avec le disque d'accrétion qui l'entoure.

Ce type d'interaction est déjà étudié et modélisé pour des systèmes binaires *massifs* ($M_c \geq 1 M_\odot$), contenant une étoile à neutrons *fortement magnétisée* (10^{12-13} Gauss), en rotation *lente* (1–100 s), que l'on appelle quelquefois des pulsars X (e.g. Vela X1, Cen X3, A 0535+26, etc.. voir la revue de Nagase 1989). On définit deux grandeurs essentielles : le rayon de co-rotation (R_{co}) qui est le rayon de l'orbite keplerienne de même période que celle de l'étoile à neutrons et le rayon magnétique (R_{mag}) qui est la distance maximale à laquelle le champ magnétique est suffisamment élevé pour canaliser le flot d'accrétion, le long des lignes de champ, vers les pôles magnétiques. Ces deux grandeurs sont données par :

$$R_{co} = 1.5 \times 10^6 M^{1/3} P_{-3}^{2/3} \text{ cm} \quad (3)$$

$$R_{mag} = 1.9 \times 10^6 \phi \mu_{26}^{4/7} M^{-1/7} \dot{M}_{17}^{-2/7} \text{ cm} \quad (4)$$

Dans ces formules, M est la masse de l'étoile à neutrons en M_\odot , P_{-3} sa période en milliseconde et μ_{26} son moment magnétique en unité de 10^{26} Gauss cm^3 . $\phi \sim 1$ est le rapport entre le rayon magnétosphérique et le rayon de Alfvén et \dot{M}_{17} le taux d'accrétion en unité de 10^{17} g/sec.

Pour un objet dont la période est connue, R_{co} est constant et ne dépend que de la masse M . Par contre, R_{mag} augmente si le taux d'accrétion diminue. Pour observer des pulsations liées à l'interaction entre le disque et la magnétosphère, il faut satisfaire la condition $R_{co} \geq R_{mag}$. En effet, dans le cas contraire, le transfert de moment cinétique se ferait depuis l'étoile vers le flot d'accrétion car le champ magnétique serait connecté au disque dans une région de rotation plus lente que l'étoile. La matière serait probablement éjectée par le balayage du champ magnétique.

Dans le cas de SAX J1808.4-3658, ce rayon de co-rotation est de 30 km pour une étoile à neutrons de $2 M_\odot$. La magnétosphère du pulsar est donc extrêmement confinée. Dans une région si proche de l'étoile, les composantes multipolaires du champ magnétique pourraient jouer un rôle important. Ceci a été discuté par Psaltis & Chakrabarty (1999) qui trouvent une estimation robuste du champ magnétique du pulsar à 10^{8-9} Gauss. La source peut alors être placée dans le diagramme Période-Champ magnétique regroupant l'ensemble des pulsars connus (figure 8).

SAX J1808.4-3658 trouve sa place naturelle parmi les pulsars millisecondes radio.

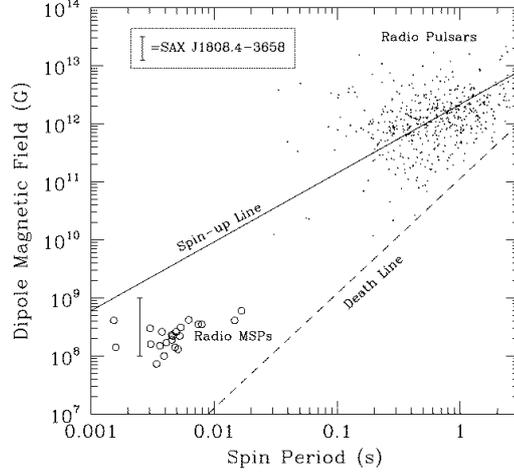


Figure 8.: *Position de SAX J1808.4-3658 dans le diagramme Période-Champ magnétique regroupant les pulsars radio (en haut et à droite) et les pulsars millisecondes (en bas et à gauche). SAX J1808.4-3658, le pulsar milliseconde accrétant, trouve sa place parmi ces derniers.*

3.5 SAX J1808.4-3658 est-elle une étoile “étrange” ?

La découverte des pulsations de SAX J1808.4-3658 permet un test direct de la compacité de l'étoile. Cette détection implique un rayon magnétique plus petit que le rayon de co-rotation (comme discuté précédemment), et plus grand que le rayon de l'étoile. En effet, le champ magnétique doit être suffisamment intense pour “casser” le flot du disque au dessus de la surface. Ces contraintes ont été examinées par Burderi & King (1998) puis reprises par Li et al. (1999b). Ce sont ces derniers calculs qui sont présentés ici. Les pulsations X ont été détectées pour des flux s'étendant de $F_{\max} = 238 \times 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ à $F_{\min} \sim 2 \times 10^{-11} \text{ erg.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (Cui et al. 1998a), ce qui fait plus d'un facteur 100 entre les deux. Si l'on suppose que le taux d'accrétion est proportionnel à ce flux, une limite supérieure pour le rayon peut être obtenue des inégalités $R_{\text{star}} < R_{\text{mag}}(\dot{M}_{\max})$ et $R_{\text{mag}}(\dot{M}_{\min}) < R_{\text{co}}$, i.e.,

$$R_{\text{star}} < 27.6 \left(\frac{F_{\max}}{F_{\min}} \right)^{-2/7} \left(\frac{P}{2.49 \text{ ms}} \right)^{2/3} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/3} \text{ km}, \quad (5)$$

Cette contrainte est reportée sur le diagramme Masse-Rayon de la figure 9 (courbe en tirets). La ligne en pointillés représente le rayon de Schwarzschild ($R = 2GM/c^2$, où c est la vitesse de la lumière), qui est une limite inférieure absolue du rayon. Ainsi, la zone permise par les observations est restreinte à l'intervalle entre ces deux courbes.

Le résultat principal est qu'un rayon de ~ 10 km est probablement la valeur maximale pour cette étoile. Aucune des relations Masse-Rayon relatives aux étoiles à neutrons ne semble compatible avec ces contraintes. Au contraire, les EOS des étoiles étranges s'accommodent mieux de rayons aussi petits.

A ce stade, il est nécessaire de rappeler que l'expression du rayon magnétique utilisée provient de la théorie des pulsars X massifs. Leur rayon magnétique est situé à des distances bien plus grandes que celui de SAX J1808.4-3658. Il est possible que, dans la magnétosphère extrêmement confinée du pulsar milliseconde, les composantes multi-polaires du champ ou le champ magnétique propre du disque jouent un rôle important. Ceci pourrait, peut-être, réconcilier SAX J1808.4-3658 avec les étoiles à neutrons. Li et al. (1999b) ont argumenté contre cette suggestion en affirmant que, dans ce cas, la courbe de lumière ne devrait pas être sinusoidale et que l'on devrait détecter de nombreux harmoniques. Néanmoins, des modélisations récentes de l'atténuation de la modulation par la diffusion sur un nuage d'électrons chauds entourant l'étoile montrent que tous les harmoniques doivent être fortement atténués dans le cas d'un nuage sphérique (Miller, 2000). Cela pourrait expliquer la nature sinusoidale du signal observé à l'infini, même si la modulation est de forme plus complexe à la source. Le débat est loin d'être clos.

3.6 Conclusion temporaire

La découverte de SAX J1808.4-3658 est, sans conteste, la preuve expérimentale de la pertinence du scénario de formation des pulsars millisecondes par un recyclage dans une BXFM. Comme toute découverte majeure, elle apporte aussi son lot de questions nouvelles. Entre autres nouveaux mystères, pourquoi observe-t-on des pulsations dans *cette source particulière*? Les propriétés spectrales et temporelles de SAX J1808.4-3658 sont très similaires à celles des BXFM de type "Atoll" (voir paragraphe 2.2) qui compte ~ 40 représentants. Ces sources ont été très suivies par RXTE. Des pulsations cohérentes similaires à celles de SAX J1808.4-3658 auraient été indubitablement détectées.

Alors pourquoi SAX J1808.4-3658? Une hypothèse a été avancée concernant la géométrie d'observation de ce système. Le très faible demi-grand axe projeté ($a_x \sin(i) = 62.809$ msec-lumière) peut signifier que l'on observe cette source dans une direction proche de l'axe de la binaire. Le disque serait alors vu de face. Il est possible que l'on ne puisse obser-

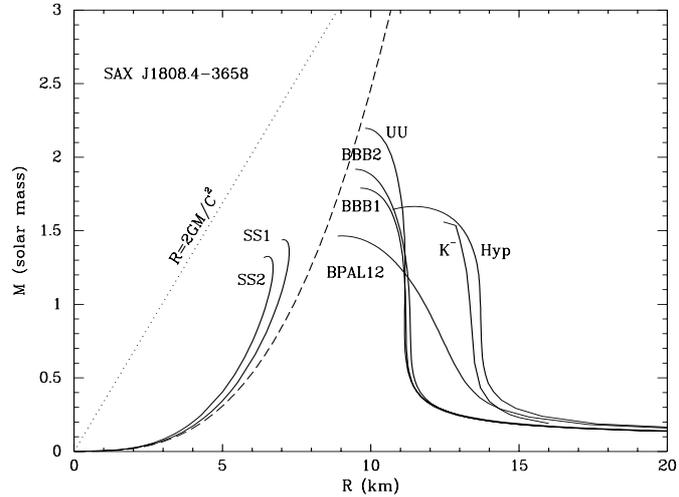


Figure 9.: *Contrainte sur le rayon et la masse de l'objet compact de SAX J1808.4-3658. La zone permise est limitée par la courbe en pointillés et celle en tirets (voir texte). Différentes relations M - R sont représentées pour des EOS réalistes d'étoiles à neutrons sans rotation (UU, BBB1, BBB2, BPAL12, Hyp et K^-). Les courbes SS1 et SS2 correspondent à des étoiles "étranges" (Li et al. 1999b).*

ver la surface de l'étoile ou les pôles magnétiques d'où proviennent les modulations, que selon cette direction privilégiée. Néanmoins, la modulation orbitale qui a été observée en optique et peut-être en X (Giles et al. 1999, Chakrabarty & Morgan 1998b), est difficilement compatible avec une direction d'observation perpendiculaire. La question reste entière.

Lors de l'éruption d'avril 1998, SAX J1808.4-3658 n'a pas fait de sursauts X (donc, a fortiori, pas d'oscillations cohérentes dans les sursauts), ni de QPO kHz, les deux phénomènes qui seront discutés dans la suite. La connaissance de la période de rotation exacte de l'étoile aurait permis de tester les interprétations proposées pour ces phénomènes. Il

est inutile de dire que la prochaine éruption de SAX J1808.4-3658 est attendue avec impatience... Est-ce vraiment une étoile "étrange" ?

4. Découverte des oscillations cohérentes dans les sursauts X

4.1 Les sursauts X des BXFM

Les sursauts X de type I sont des explosions thermonucléaires à la surface d'une étoile à neutrons (voir les revues de Lewin et al. 1995b et Bildsten 1998). Parce qu'il implique l'accumulation du carburant nucléaire sur une surface solide, un sursaut X est considéré une signature de la présence d'une étoile à neutrons dans une BXFM. Lorsque le matériau accrété (principalement des éléments légers), atteint une température et une densité critiques, l'explosion thermonucléaire se déclenche à partir d'un site d'allumage. Dans ce milieu fortement dégénéré, le front de déflagration se propage rapidement sur l'étoile.

Lors d'un sursaut, la luminosité peut atteindre la limite d'Eddington. Dans ce cas, les couches atmosphériques de l'étoile sont repoussées par la pression de radiation. Le rayon photosphérique peut atteindre une centaine de km. Ces couches retombent ensuite graduellement sur l'étoile. Le spectre de type "corps noir" permet alors d'estimer la taille de la région d'émission. Cette taille est une limite inférieure du rayon de l'étoile dans le cas d'une combustion sur une fraction de la surface. La durée d'un sursaut varie de ~ 10 à 100 secondes avec une montée très rapide (la phase impulsionnelle) et une décroissance de type exponentiel. Une même source peut ainsi produire jusqu'à plusieurs sursauts par heure.

Les modèles montrent que l'émission X des sursauts est anisotrope, en particulier lors de la propagation de la déflagration à la surface par des effets magnétiques (Bildsten 1995, 1998). Ceci devrait produire des oscillations cohérentes ou quasi-cohérentes à la fréquence de rotation de l'étoile. D'autre part, des sursauts très rapprochés de certaines sources indiquent que la totalité du "carburant" accrété n'est pas consommé. L'explosion ne se propage donc pas sur toute la surface ce qui devrait produire des pulsations périodiques. De tels phénomènes n'avaient pourtant jamais été observés de manière probante en particulier avec EXOSAT et GINGA.

4.2 La découverte des oscillations cohérentes des sursauts

La première observation d'oscillations cohérentes dans l'émission d'un sursaut X est à porter au crédit de RXTE (Strohmayer et al. 1996abc), le 16 février 1996. La source, 4U 1728-34, est un "sursauteur" X bien connu. La figure 10 (gauche) représente un sursaut X de cette source et le spectre de Fourier autour de 363 Hz, pris dans la partie décroissante.

Un pic étroit, dont la fréquence s'accroît, en ~ 10 sec, de 362.5 Hz vers une valeur asymptotique de 363.9 Hz, est clairement détecté.

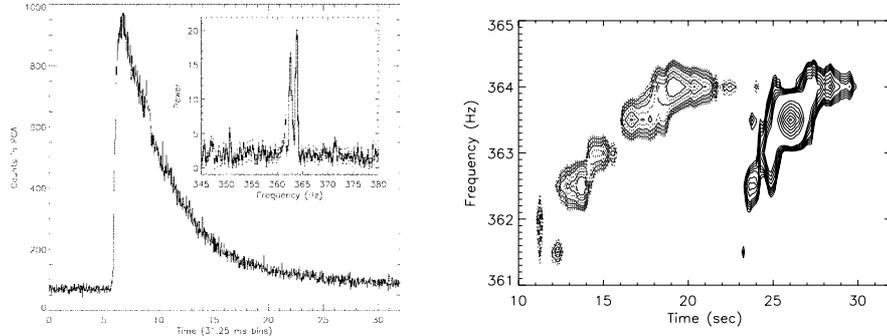


Figure 10.: *Gauche* : profil d'un sursaut X de 4U 1728-34 et spectre de Fourier de la partie descendante de ce sursaut montrant un pic très étroit qui se déplace de 362.5 Hz à 363.9 Hz (Strohmayer et al. 1996c). *Droite* : Représentation en iso-contours du spectre de Fourier en fonction du temps depuis le début du sursaut, pour deux sursauts séparés de 1.6 ans. Les deux contours convergent vers la même fréquence asymptotique (Strohmayer et al. 1998b)

Depuis cette découverte, des oscillations similaires ont été détectées dans 6 (peut-être 7) “sursauteurs” X parmi les ~ 40 sources connues de ce type (voir table 1). En général, lors de la décroissance du sursaut, la fréquence de modulation croît de 1 à 2 Hz vers une valeur asymptotique, en quelques secondes. Les fréquences asymptotiques, qui s'étendent de ~ 300 à 600 Hz, ainsi que la cohérence du phénomène suggèrent très fortement que l'origine des pulsations est la rotation de l'étoile à neutrons elle-même. Suite à ces découvertes, un scénario original a été développé (Strohmayer et al. 1997a, Bildsten 1998, Strohmayer 1999, Strohmayer & Markwardt 1999).

4.3 Le scénario

L'instabilité thermonucléaire qui déclenche le sursaut X brûle en quelques secondes le “carburant” accumulé à la surface en plusieurs heures. A partir d'un site d'allumage, le front de combustion se propage irrégulièrement. Lors de cette courte (~ 1 s) phase impulsionnelle, l'émission X doit être modulée à la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons. Au maximum du sursaut, une couche de l'atmosphère de l'étoile, probablement en contact avec celle-ci, est chauffée de façon inhomogène

Table 1.: *Fréquence des oscillations périodiques détectées dans des sursauts X (d'après van der Klis, 2000)*

Source	Fréquence minimale (Hz)	Fréquence(s) asymptotique(s) (Hz)
4U 1636–53	579.3 ^a	581.47 ± 0.01, 581.75 ± 0.13
4U 1702–43	329.0	329.8 ± 0.1, 330.55 ± 0.02
4U 1728–34	362.1	363.94 ± 0.05, 364.23 ± 0.05
KS 1731–260	523.9	523.92 ± 0.05
MXB 1743–29 ^b	588.9	589.80 ± 0.07
Aql X-1	547.8	548.9
Rapid Burster	154.9; 306.6 ^c	

^aUn faible sous-harmonique existe près de 290 Hz (Miller 1999). ^b Identification de source incertaine. ^c Détections marginales. Références : Voir van der Klis (2000)

et projetée à 5–50 m au-dessus de la surface par la pression de radiation. Conservant son moment cinétique initial, cette couche tourne alors *moins vite* que l'étoile. Lorsque l'atmosphère se recontracte, dans la phase de décroissance, la profondeur optique diminue. On détecte alors l'émission modulée de cette couche atmosphérique dont la fréquence croît de 1 à 2 Hz en retombant à la surface. Dans ce schéma, la fréquence asymptotique correspond bien à la fréquence de l'étoile à neutrons.

Ce modèle permet de rendre compte des propriétés des modulations observées. Néanmoins, la cohérence très élevée² de ce signal implique que la couche atmosphérique inhomogène ne soit pas détruite par le cisaillement lors de l'expansion et de la contraction. Le décalage en fréquence de 1–2 Hz représente, en effet, de 5 à 10 rotations de l'étoile en quelques secondes. De plus, lors de sursauts à expansion photosphérique, les oscillations disparaissent au maximum de luminosité. La couche atmosphérique responsable des oscillations est donc située au dessous de la photosphère. Il reste à prouver que des inhomogénéités puissent survivre à l'expansion de la photosphère et au cisaillement pour produire les modulations observées.

4.4 Les valeurs des fréquences de rotation

Pour la source 4U 1636-53, Miller (1999) a détecté un faible sous-harmonique à 290 Hz de la fréquence asymptotique de 580 Hz. Ce signal serait la fréquence de rotation réelle de l'étoile et la modulation à 580 Hz celle due à deux "hot spots", forcément aux antipodes l'un de l'autre,

² Jusqu'à des valeurs de $Q \sim 4000$, lorsque l'on corrige du décalage en fréquence de 1 à 2 Hz.

qui pourraient être les pôles de l'étoile. Dans ce cas, soit notre ligne de visée, soit les deux pôles eux-mêmes, doivent être très proches du plan équatorial, sinon nous verrions une émission plus intense en provenance d'un des pôles. Le fondamental à 290 Hz serait alors beaucoup plus fort que le premier harmonique à 590 Hz. De plus, l'explosion thermonucléaire doit se transmettre d'un pôle à l'autre en ~ 0.2 sec, ce qui a des implications importantes sur la physique des sursauts. On peut distinguer dans la table 1 deux groupes de fréquences asymptotiques : 300–370 Hz et 520–580 Hz. Si ces dernières sont, comme dans le cas de 4U 1636-53, une première harmonique de modulation, alors toutes les fréquences de rotation tombent étrangement dans une gamme très étroite de 260–370 Hz.

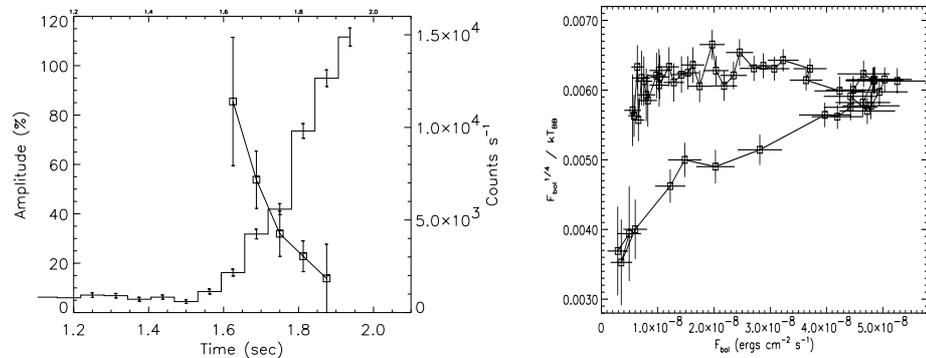


Figure 11.: *Gauche* : Amplitude (en % rms) du pic à 580 Hz lors de la montée d'un sursaut de 4U 1636-53 superposée à la courbe de lumière. *Droite* : Flux bolométrique F_{bol} vs. $F_{\text{bol}}^{0.25}/kT_{\text{BB}}$, pour un sursaut de 4U 1728-34.

4.5 La phase impulsienne

Des oscillations cohérentes sont généralement détectées pendant les ~ 0.5 –1 sec de la phase de montée d'un sursaut. L'amplitude des oscillations est alors élevée (~ 50 % rms contre ~ 2 –20 % rms lors de la décroissance). Dans cette phase initiale, l'amplitude du pic décroît lorsque le flux augmente (figure 11 gauche). Ce comportement s'accorde bien à l'idée d'un point chaud, très localisé au début du processus, qui s'étend ensuite sur la surface, ce qui lisse la modulation. L'analyse spectrale de l'émission durant la phase impulsienne appuie cette interprétation. Sur la figure 11 (droite), on peut voir le flux bolométrique

F_{bol} en fonction de $F_{\text{bol}}^{0.25}/kT_{\text{BB}}$, pour un sursaut de 4U 1728-34. Pour une émission de type “corps noir”, cette dernière grandeur est proportionnelle à $(R/d)^2$ où R et d sont le rayon et la distance de la source. Durant la phase de montée, la trajectoire part du coin inférieur gauche vers le coin supérieur droit, ce qui traduit bien une augmentation de la surface émettrice (Strohmayer 1999).

Ce scénario prévoit une diminution de la fréquence des modulations lors de la phase impulsive, du fait de l’expansion de la couche atmosphérique. Pour l’instant, cela n’a pas été observé. Toutefois, les spectres de Fourier obtenus sur cette phase brève sont de faible résolution (1 à 2 Hz), probablement insuffisante pour cet objectif. Il faudrait pour cela suivre les modulations en temps réel avec un signal-sur-bruit élevé ce qui ne sera probablement possible qu’avec la prochaine génération d’observatoires de “timing” X.

4.6 La stabilité à long terme des fréquences asymptotiques

Le taux de variation de la fréquence d’une étoile à neutrons induit par l’accrétion est de $\sim 2 \times 10^{-6}$ Hz an $^{-1}$, pour des valeurs typiques des paramètres de l’étoile et du taux d’accrétion. Le décalage Doppler orbital ($\Delta\nu/\nu = v \sin i/c \approx 2 \times 10^{-3}$) est la cause principale des variations de la fréquence de rotation observée.

La source 4U 1728-34 est le meilleur candidat pour étudier la stabilité à long terme des oscillations. Strohmayer et al. (1998b) ont comparé les fréquences asymptotiques de sursauts séparés de 1.6 ans (figure 10 droite). Celle-ci est constante à mieux que ~ 0.1 %, ce qui est compatible avec l’effet Doppler orbital d’une BXFM. Ces auteurs ont estimé l’échelle de temps de variation de la fréquence à $\sim 2 \times 10^5$ ans.

L’étude des variations des fréquences asymptotiques pourrait, dans l’avenir, se révéler une méthode efficace pour déterminer les paramètres orbitaux et la fonction de masse des BXFM.

4.7 Quelques applications prometteuses

Pour une étoile à neutrons de 10 km de rayon en rotation à 400 Hz, la vitesse de rotation est de $v_{\text{spin}}/c \sim 0.1$ à l’équateur. Cela produit un décalage Doppler de $\Delta E/E \sim \cos(\theta) \times v_{\text{spin}}/c$ pour un “hot spot” à la latitude θ sur l’étoile. La rotation produit donc une variation spectrale en fonction de la phase. Cet effet a été détecté, en particulier pour la source “Atoll” Aql X1 (Ford, 1999). Dans cette source, les photons d’énergie inférieure à 6 keV sont en retard de ~ 0.3 msec sur ceux de plus haute énergie.

Par l’observation des oscillations cohérentes dans les sursauts, il est également possible de contraindre la masse et le rayon de l’étoile à neu-

trons (Miller & Lamb 1998, Weinberg et al. 2000). En particulier le taux de modulation est déterminé par la compacité de l'étoile ($GM/c^2 R$). Cet effet provient de la déflexion gravitationnelle des trajectoires photoniques. Les étoiles les plus compactes produisent des courbes de lumière moins modulées. Le contenu harmonique du signal, qui témoigne de la déformation de la courbe de lumière permet également de fixer des contraintes. La détection de ce contenu harmonique pourrait permettre de déterminer séparément la masse et le rayon des étoiles à neutrons. Ces travaux de modélisation, très prometteurs, n'en sont qu'à leurs débuts.

5. Les oscillations quasi-périodiques au kiloHertz

Les oscillations quasi-périodiques au kiloHertz (QPO kHz) ont été découvertes grâce à RXTE-PCA en février 1996, dans l'émission X persistante de deux sources : Sco X1 et 4U1728-34. En 4 ans, des QPO kHz similaires ont été détectés dans une vingtaine de BXFMs contenant des étoiles à neutrons. Ils apparaissent sous la forme de deux pics larges dans le spectre de Fourier, dans la zone 300-1300 Hz, séparés d'environ 300 Hz. On les nomme les pics jumeaux ("twin peaks"). Une compilation exhaustive de ces résultats peut être trouvée dans l'article de van der Klis (2000).

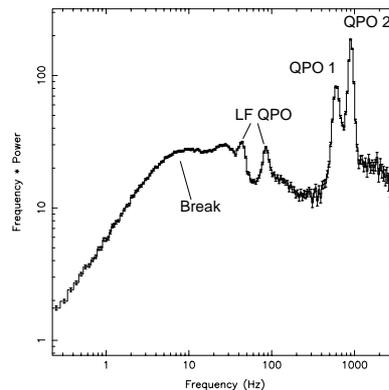


Figure 12.: *Spectre de puissance de Fourier de la source Sco X1 obtenu par le PCA de RXTE en 1996.*

Pour illustrer l'importance de la découverte des QPO kHz, examinons la figure 12. Elle représente le spectre de Fourier de la source Sco X1, de 0.5 à 3000 Hz. Sur l'axe vertical, la puissance de Fourier a été multipliée par la fréquence correspondante. Cette normalisation permet de mieux visualiser la distribution de la puissance en terme de % rms. On y distingue la cassure (le "break", voir section 2.1), deux QPO de

basse fréquence (LF QPO) et les deux magnifiques QPO kHz jumeaux qui sont les figures dominantes de ce spectre. Bien que Sco X1 soit la source la plus brillante du ciel X, seule la partie en dessous de 200 Hz était connue avant les observations de RXTE.

Pour une même source, la fréquence des pics jumeaux varie, ce qui exclut les interprétations en terme de modulation directe par la rotation de l'étoile. Les valeurs de cohérence de ces oscillations sont relativement élevées, jusqu'à $Q \sim 200$. Il est donc naturel d'associer ces phénomènes avec le disque d'accrétion qui doit être relativement mince afin d'assurer une telle cohérence³.

L'amplitude des QPO kHz, chiffrée en pourcentage de rms de la source, augmente avec l'énergie (figure 17 gauche). Souvent, ils ne sont détectés qu'au delà de 7–10 keV, ce qui suggère un spectre en énergie dur. Si le site d'origine des modulations est probablement le disque d'accrétion, il semble nécessaire que cette émission soit portée à plus haute énergie par un processus de comptonisation par des électrons chauds à proximité du disque.

5.1 Quelques ordres de grandeur

D'après leurs fréquences et les valeurs élevées de leurs amplitudes (jusqu'à ~ 20 % rms), les QPO kHz sont produits dans l'environnement très proche de l'étoile à neutrons, c'est à dire dans les dernières orbites du disque d'accrétion autour de l'objet. En définissant $m_{1.4}$ comme la masse en unités de $1.4 M_{\odot}$, la fréquence keplerienne, le rayon de l'orbite et la masse de l'étoile sont liés par les relations :

$$\nu_{\text{orb}} = \left(\frac{GM}{4\pi^2 r_{\text{orb}}^3} \right)^{1/2} \approx 1200 \text{ Hz} \left(\frac{r_{\text{orb}}}{15 \text{ km}} \right)^{-3/2} m_{1.4}^{1/2} \quad (6)$$

$$r_{\text{orb}} = \left(\frac{GM}{4\pi^2 \nu_{\text{orb}}^2} \right)^{1/3} \approx 15 \text{ km} \left(\frac{\nu_{\text{orb}}}{1200 \text{ Hz}} \right)^{-2/3} m_{1.4}^{1/3} \quad (7)$$

D'autre part, dans l'environnement d'un objet compact, la relativité générale prédit une distance minimale (Innermost Stable Circular Orbit, ou ISCO) pour un mouvement orbital circulaire stable. En deçà de cette limite, la matière est quasiment en chute libre sur l'étoile et l'on ne s'attend pas à observer de modulation en provenance de cette zone. Le rayon de l'ISCO et la fréquence keplerienne lui correspondant sont donnés par :

³On peut retourner l'argument et considérer les QPO kHz comme une des preuves expérimentales les plus tangibles de l'existence de disques d'accrétion minces dans les BXF

$$R_{\text{ISCO}} = 6GM/c^2 \approx 12.5 m_{1.4} \text{ km} \quad (8)$$

$$\nu_{\text{ISCO}} \approx (1580/m_{1.4}) \text{ Hz} \quad (9)$$

Selon les valeurs de la masse, l'ISCO peut être extérieure à l'étoile et jouer un rôle dans le phénomène des QPO kHz. Il est important de noter que la détermination de la fréquence de cette ISCO fournit immédiatement la masse de l'objet central. Les expressions précédentes sont valides en géométrie de Schwarzschild. Les corrections au premier ordre, dépendantes du moment cinétique de l'objet, sont de l'ordre de $\sim 10\text{--}30\%$ (Miller et al. 1998a, Morsink & Stella 1999).

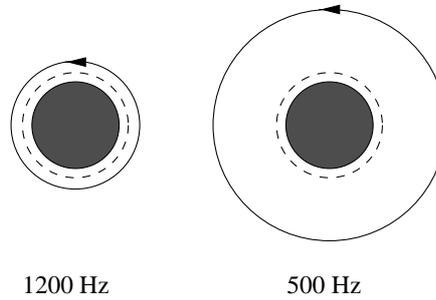


Figure 13.: Représentation, à l'échelle, d'une étoile à neutrons de 10 km et $1.4 M_{\odot}$, de la dernière orbite stable (ISCO, en pointillé) et des orbites de fréquence à 1200 et 500 Hz (d'après van der Klis 2000).

Sur la figure 13, cette ISCO, ainsi que deux exemples d'orbites sont représentés à l'échelle pour une étoile de 10 km de rayon et une masse de $1.4 M_{\odot}$.

5.2 Les modèles génériques dits "de battement"

Dans les premières observations de QPO kHz, 4U 1728-34 présentait une particularité. L'écart entre les deux QPO jumeaux (ν_{bf}^k le QPO kHz de plus basse fréquence et ν_{hf}^k celui de plus haute fréquence), i.e. $\delta\nu^k = \nu_{\text{hf}}^k - \nu_{\text{bf}}^k$, semblait constant et égal à la fréquence cohérente observée lors des sursauts de cette source (ν_{sursaut}). Cette dernière est interprétée comme la fréquence de rotation de l'étoile (ν_{spin}). Un écart $\delta\nu^k = \nu_{\text{spin}}$ est une caractéristique fondamentale des modèles de battement spin-orbite.

Dans ce type de modèle, ν_{hf}^k correspond à la fréquence orbitale d'une orbite "privilegiée" dans le disque. Des "grumeaux" de matière, qui transitent sur cette orbite, émettent une émission modulée, le QPO kHz de haute fréquence. La fréquence ν_{bf}^k est la fréquence de battement entre ν_{hf}^k

et ν_{spin} (i.e. $\nu_{\text{bf}}^k = \nu_{\text{hf}}^k - \nu_{\text{spin}}$). En d'autres termes, ν_{bf}^k est la fréquence des survols d'un point de la surface de l'étoile par un point de l'orbite de fréquence "privilegiée" à ν_{hf}^k . On suppose ici que le disque et l'étoile tournent dans le même sens.

Ce type de modèle était connu bien avant les découvertes des QPO kHz. Un battement spin-orbite avait été proposé pour expliquer les QPO observés à basse fréquence ($\sim 15\text{--}60$ Hz) dans les BAXFM. En termes techniques, il permettait d'interpréter les oscillations de "branche horizontale" (HBO) des sources "Z" (voir paragraphe 2.2). Il s'agit du "magnetospheric beat frequency model" (Lamb et al. 1985). Dans ce modèle, le rayon orbital "préférentiel" sur lequel circule les "grumeaux" de matière est le rayon magnétique (R_{mag}), distance à laquelle le champ magnétique de l'étoile va canaliser une partie du flot d'accrétion sur les pôles. Le champ magnétique n'est pas, à priori, aligné avec l'axe du disque. Il balaie l'orbite à r_{mag} à la fréquence de battement entre la fréquence orbitale et la fréquence de rotation de l'étoile. L'émission X est augmentée chaque fois que le pôle magnétique de l'étoile est incliné en direction du "grumeau", car la distance à parcourir le long des lignes de champ est alors moindre. Ce modèle n'est pas applicable aux QPO kHz. En effet, ceux-ci sont observés simultanément avec les HBO. La version proposée pour les QPO kHz est le modèle de battement au point sonique qui est qualitativement exposée dans la section 6.

Une des prédictions fortes des modèles de battement spin-orbite est un écart $\delta\nu^k$ constant et égal ν_{spin} . Depuis les premiers résultats de 4U 1728-34, les observations ont montré que $\delta\nu^k$ décroît lorsque la fréquence des QPO kHz augmente (voir figure 14). Néanmoins, pour plusieurs sources, la valeur maximale de $\delta\nu^k$ semble "saturer" à une valeur proche de ν_{sursaut} , ou de $\nu_{\text{sursaut}}/2$ (voir table 2 et le cas de 4U 1728-34 sur la figure 14). Cela peut signifier que le phénomène de QPO kHz a un lien étroit avec la rotation de l'étoile. Les cas pour lesquels $\delta\nu^k$ est proche de $\nu_{\text{sursaut}}/2$ sont ceux dont la fréquence ν_{sursaut} est élevée (520–580 Hz). Cela pourrait renforcer l'hypothèse qu'il s'agirait alors du premier harmonique et que la fréquence de rotation soit en fait la moitié de cette valeur (voir la discussion du paragraphe 4.4).

5.3 Dépendance avec la luminosité et l'état spectral de la source

La luminosité bolométrique ($L_{\text{bol}} \sim L_X$) d'une BAXFM avec étoile à neutrons dépend, de façon univoque, du taux d'accrétion sur la surface de l'étoile (équation 1). Les QPO kHz sont observés à des fréquences similaires dans des sources dont la luminosité L_X diffère de deux ordres de grandeur, de $\sim 0.01L_{\text{Edd}}$ à L_{Edd} (voir figure 15). En général, la fréquence des QPO kHz croît avec la luminosité, mais chaque source dessine une corrélation qui lui est propre autour de sa luminosité L_X moyenne. Cela

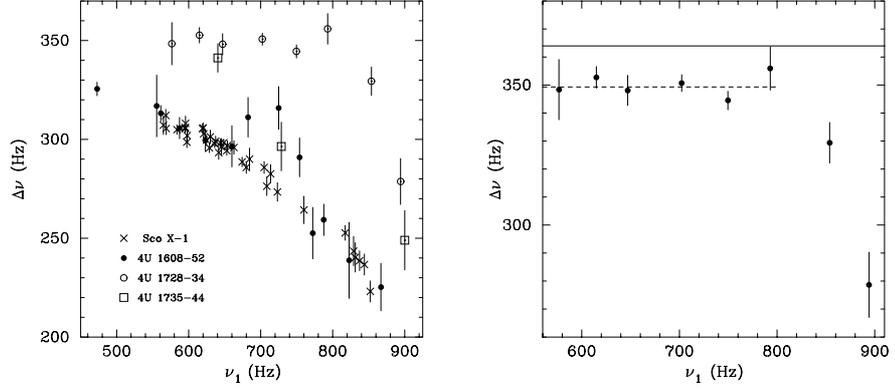


Figure 14.: *Gauche* : Représentation de l'écart entre les deux QPO en fonction de la fréquence du QPO kHz de basse fréquence. Cet écart n'est pas constant mais diminue significativement avec la fréquence. *Droite* : Cas particulier de 4U 1728–34. La valeur de l'écart semble saturer à quelques % au dessous de la fréquence d'oscillation détectée lors des sursauts $\nu_{\text{sursaut}} \sim \nu_{\text{spin}}$ (ligne horizontale continue). D'après Méndez & van der Klis 1999.

Table 2.: *Comparaison des valeurs maximales des écarts $\delta\nu^k$ et de ν_{sursaut} pour 5 BXFM. Références : van der Klis (2000).*

Source	Valeur max de ν_{sursaut} (Hz)	Valeur max de $\delta\nu^k$ (Hz)	Rapport ($\nu_{\text{sursaut}}/\delta\nu$)	Écart (%)
4U 1702–43	330.55 ± 0.02	344 ± 7	0.96 ± 0.02	-4 ± 2
4U 1728–34	364.23 ± 0.05	349.3 ± 1.7	1.043 ± 0.005	$+4.3 \pm 0.5$
KS 1731–260	523.92 ± 0.05	260 ± 10	2.015 ± 0.077	$+0.7 \pm 3.8$
Aql X-1	548.9	241 ± 9^a	2.28 ± 0.09	$+14 \pm 5$
4U 1636–53	581.75 ± 0.13	254 ± 5	2.29 ± 0.04	$+15 \pm 2$

suggère que la structure interne du disque (par exemple la position du rayon interne), qui détermine, a priori, la fréquence des QPO, est similaire pour des objets sur lesquels l'accrétion varie d'un facteur ~ 100 . C'est difficilement envisageable sans l'intervention d'un autre paramètre, par exemple le champ magnétique, jouant un rôle majeur. Dans le paradigme des sources "Z" et "Atoll", les BXFMs les plus brillantes ont également le champ magnétique le plus élevé. Champ magnétique et taux d'accrétion pourraient conspirer pour que l'on observe des QPO similaires dans toutes ces sources. Un champ magnétique faible, dans un système peu lumineux, "compenserait" le faible taux d'accrétion pour produire des QPO de fréquences similaires à celles des systèmes à champs magnétiques et taux d'accrétion élevés.

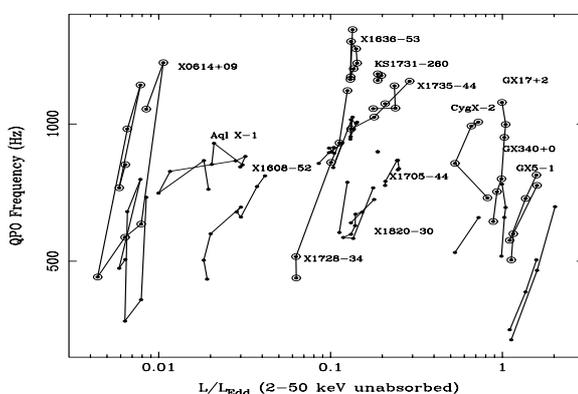


Figure 15.: *Fréquence du QPO kHz vs. luminosité en unité L_{Edd} pour plusieurs sources reportées par Ford et al. (1999). Les points d'une même source sont reliés. Noter la largeur de l'échelle de luminosité d'un facteur > 100 .*

D'autre part, sur les diagrammes couleur-couleur de la figure 4, les symboles "pleins" correspondent aux observations pour lesquelles des QPO kHz ont été détectés. On constate que le phénomène disparaît lorsque le taux d'accrétion déduit dépasse un certain seuil pour les deux types de sources. Ce seuil est clairement plus élevé pour les sources brillantes de type "Z" que pour les sources faibles de type "Atoll". Dans ce dernier cas uniquement, le phénomène disparaît également à faible taux d'accrétion. Ceci pourrait s'expliquer si les QPO dépendent de l'interaction du champ magnétique avec le disque keplerien. Lorsque le taux d'accrétion augmente, le disque repousse la magnétosphère jusqu'à la dernière orbite stable (ISCO) et les QPO disparaissent. Il serait alors logique que le seuil haut soit plus élevé pour les sources "Z" dont le champ magnétique est plus intense. Aux faibles taux d'accrétion, le disque se

retire assez loin de l'étoile pour que le champ magnétique des "Atolls", intrinsèquement plus faible, soit suffisamment réduit pour que le disque se découple du champ magnétique, ce qui ne se produirait pas pour les "Z".

Pour une même source étudiée en détail, le diagramme de la fréquence des QPO en fonction du flux présente une série de lignes parallèles (voir par exemple figure 16 gauche). On observe des corrélations positives fortes sur une échelle de temps de quelques heures (chaque ligne dans le diagramme) mais qui ne semblent pas reproductibles à l'échelle de quelques jours/mois. Par contre, la fréquence des QPO kHz est corrélée de façon univoque avec la position de la source dans le diagramme couleur-couleur, c'est à dire avec les paramètres S_a et S_z (voir par exemple figure 16 droite).

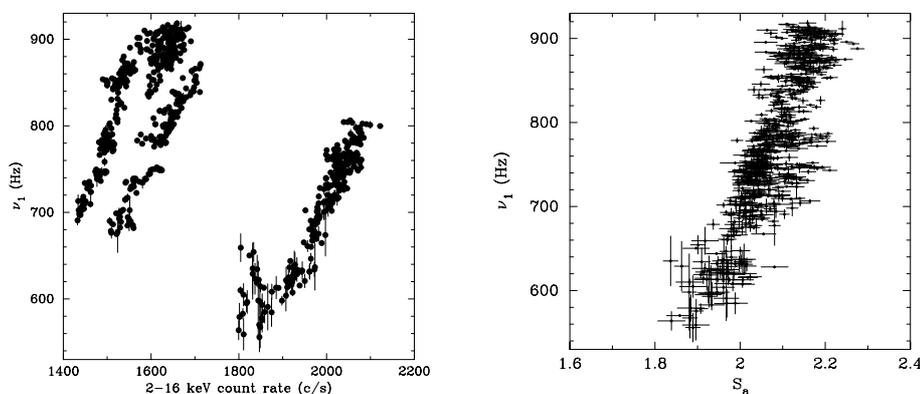


Figure 16.: Gauche : Diagramme fréquence du QPO (ν_{bf}^k) vs. taux de comptage pour la source $4U\,1728-34$ (Méndez & van der Klis 1999). Droite : Pour les mêmes observations, diagramme fréquence du QPO (ν_{bf}^k) vs. taux d'accrétion déduit (S_a). Une corrélation positive unique apparaît.

Pour tenter d'expliquer ce comportement, on peut avancer une hypothèse très spéculative. Supposons que la matière soit accrétée sous la forme d'un disque et d'un flot radial, peut être de type ADAF dans les parties centrales. Le taux d'accrétion dans le disque déterminerait la position du rayon interne et, par conséquent, les fréquences des QPO. Il déterminerait également la forme du spectre X. Cela peut expliquer la corrélation entre les fréquences des QPO kHz et les paramètres S_a ou S_z . La luminosité L_X , qui dépend du taux d'accrétion total (disque + ADAF), est alors découplée de ces grandeurs. En jouant sur la proportion disque/ADAF, on pourrait reproduire les combinaisons L_X vs. ν_{QPO} . Il

faut néanmoins supposer que plusieurs proportions disque/ADAF soient possibles pour un même taux d'accrétion total. Le mécanisme qui fixerait cette répartition disque/ADAF reste un véritable mystère.

5.4 Les “soft lags” des QPO kHz

La détermination des retards en temps (“time lags”) dans les QPO kHz réclame un signal-sur-bruit élevé. Ils n'ont pu être correctement étudiés que pour quelques sources “Atoll”. Dans tous les cas, les photons de basse énergie *suivent* ceux de haute énergie : ce sont des “soft lags”. Les valeurs des retards mesurées sont de 10-60 μsec (voir figure 17 droite et Kaaret et al. 1999).

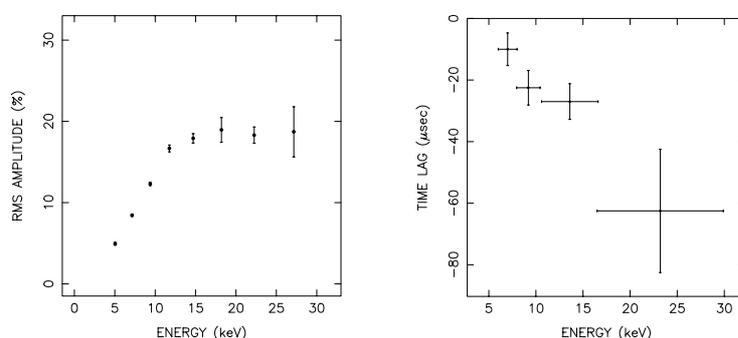


Figure 17.: *Dépendance de l'amplitude du QPO ν_{bf}^k en % rms (à gauche) et des retards (“time lags”, à droite) en fonction de l'énergie pour la source 4U 1608–52. Les valeurs négatives des retards signifient que les photons durs précèdent ceux de plus basse énergie.*

Ces retards sont de signes opposés à ceux que l'on attendrait du processus de Comptonisation de photons de basse énergie par des électrons chauds, processus que l'on pense à l'origine du spectre dur observé dans ces sources (Barret & Vedrenne, 1994). S'il s'agit d'un délai de propagation, cela nécessite la présence d'électrons *plus froids* que les photons primaires à des distances très proches (3–20 km). Il semble plus probable que l'origine des retards soit une caractéristique propre au mécanisme d'émission, ou bien qu'ils proviennent d'un phénomène de décalage Doppler, similaire à celui observé pour SAX J1808.4-3658.

5.5 Une dernière orbite stable ?

Si un QPO kHz est due à un mouvement orbital de la matière autour de l'objet compact, alors sa fréquence ne peut excéder celle associée à l'ISCO (équation 9), la dernière orbite stable prévue en relativité générale. Les fréquences maximales de ν_{hf}^k que l'on observe, sont dans

une gamme étroite, entre 1060 et 1330 Hz. Il est tentant de proposer que cette limitation soit due à la présence de l'ISCO. Si cette interprétation est correcte, lorsque le bord interne du disque atteint l'ISCO, on devrait observer une saturation de la fréquence ν_{hf}^k à la fréquence ν_{ISCO} alors que le taux d'accrétion continue d'augmenter (Miller et al. 1998a). Une telle saturation aurait été observée pour la source 4U 1820-30 à ~ 1060 Hz (Zhang et al 1997, 1998, Bloser et al. 2000, figure 18).

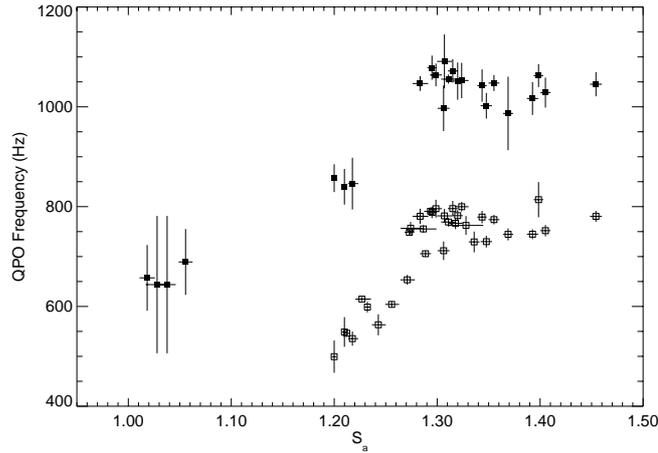


Figure 18.: *Saturation à haute fréquence des QPO kHz (ν_{hf}^k et ν_{bf}^k), pour la source 4U 1820–30, en fonction du paramètre S_a (Bloser et al. 2000). Il s'agit peut être d'une conséquence de la présence de l'ISCO, la dernière orbite stable.*

L'étoile à neutrons correspondante a une masse de $\sim 2.2 M_{\odot}$. De plus, son rayon doit être inférieur au rayon de l'ISCO (~ 19 km dans ce cas). Cela fournit une contrainte très forte sur la relation Masse-Rayon et de nombreuses EOS sont rejetées. En effet, $2.2 M_{\odot}$ est une valeur supérieure à la masse maximale permise par la totalité des EOS de type compressible (voir figure 1). Il faut toutefois rester prudent sur cette possible détection de l'ISCO. Le phénomène de saturation de la fréquence n'a été observé que pour la source 4U 1820-30. Plusieurs BXFMs ont des fréquences maximales de QPO supérieures à 1060 Hz, sans saturation évidente à forte luminosité.

5.6 Des contraintes sur l'EOS des étoiles à neutrons

Si le QPO de haute fréquence (ν_{hf}^k) correspond à une orbite keplerienne (de rayon r_K) autour de l'objet compact (de rayon R_{star}), cette orbite est forcément extérieure à l'étoile. La contrainte la plus forte sur

R_{star} est obtenue pour la valeur maximale de cette fréquence ($(\nu_{\text{hf}}^k)_{\text{max}}$), ce qui fournit une limite supérieure dépendante de la masse :

$$R_{\text{star}} < r_{\text{K}} = \left(\frac{GM}{4\pi^2(\nu_{\text{hf}}^k)_{\text{max}}^2} \right)^{1/3} \quad (10)$$

D'autre part, cette orbite keplerienne doit être extérieure à l'ISCO. Cela permet de fixer une limite supérieure absolue pour la masse de l'objet, indépendante de son rayon :

$$R_{\text{ISCO}} = \frac{6GM}{c^2} < r_{\text{K}} \quad (11)$$

$$M < \frac{c^3}{2\pi 6^{3/2} G (\nu_{\text{hf}}^k)_{\text{max}}} \quad (12)$$

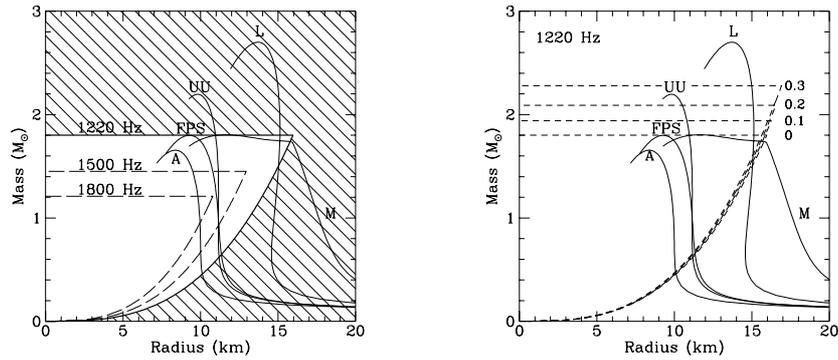


Figure 19.: *Contraintes sur la masse et le rayon d'une étoile à neutrons à partir de la détection d'un mouvement orbital aux fréquences qui sont indiquées sur le graphe. Gauche : Cas d'un objet compact sans rotation (métrique de Schwarzschild) Droite : Cas d'un objet de moment cinétique $j = cJ/GM^2$. Plusieurs relations masse-rayon théoriques pour différentes EOS sont également représentées. (Miller et al. 1998a)*

Ces contraintes ont été discutées par Miller et al. (1998a). Sur le diagramme Masse-Rayon (figure 19 gauche), seule la zone non-hachurée est permise dans le cas d'un QPO de fréquence maximale de 1220 Hz (cas de 4U1636-536). La masse de l'étoile est limitée à une valeur maximale de $1.8 M_{\odot}$ et son rayon à moins de 16 km. Les zones permises pour des valeurs de $(\nu_{\text{hf}}^k)_{\text{max}}$ de 1500 et 1800 Hz (prospectives) sont représentées

sur la figure pour comparaison. Les EOS peu compressibles (de type L) ne sont que très marginalement permises. Ces résultats semblent plutôt privilégier les EOS compressibles, avec des rayons de l'ordre de 10-12 km. Si l'on ajoute l'effet de la rotation de l'étoile, qui joue principalement sur la position de l'ISCO, la région permise s'étend un peu, mais les conclusions sont pratiquement inchangées (figure 19 droite).

A ce jour, la fréquence de QPO la plus élevée est de 1329 Hz (van Straaten et al. 2000). La masse maximale correspondante est de 1.65 M_{\odot} pour un rayon maximal de 12.4 km (1.9 M_{\odot} avec les corrections pour une rotation probable à ~ 300 Hz).

5.7 4U 1728-34 est-elle une étoile étrange ?

Au paragraphe précédent, nous avons fait l'hypothèse que le QPO de haute fréquence (ν_{hf}^k) correspond à une orbite keplerienne autour de l'objet compact. Si l'on change cette hypothèse et que l'on se place dans le cadre du modèle à deux oscillateurs de Osherovich & Titarchuk (1999) et Titarchuk & Osherovich (1999), on peut obtenir une contrainte beaucoup plus sévère (voir section 6. pour une présentation qualitative de ce modèle). En ajustant les paramètres dans le cas de 4U 1728-34 (Li et al. 1999a), on peut déterminer le rayon interne du disque :

$$R_{\text{in}} \sim 9 \left(\frac{a_k}{1.03} \right)^{2/3} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{1/3} \text{ km}, \quad (13)$$

où a_k , le nombre de Reynolds, est de l'ordre de 1.03

Puisque l'étoile doit être à l'intérieur du rayon interne du disque ($R_{\text{star}} < R_{\text{in}}$), on trouve la contrainte reportée sur la figure 20 en courbe en tirets-pointillés. Dans le même diagramme, la courbe en pointillés est le rayon de Schwarzschild et la courbe en tirets est la limite supérieure pour la masse en supposant que le rayon R_{in} soit extérieur à l'ISCO⁴. La zone permise est alors comprise entre les trois courbes.

Sous l'hypothèse que le modèle à deux oscillateurs soit applicable, 4U 1728-34 serait alors un objet de masse et rayon faibles ($M < 1.1M_{\odot}$ et $R_{\text{star}} < 9$ km). Toutes les EOS des étoiles à neutrons semblent exclues, au contraire des EOS pour la matière étrange. Après SAX J1808.4-3658, 4U 1728-34 est-elle aussi une étoile étrange ?

5.8 Etoiles à neutrons vs. trous noirs

On n'a jamais (jusqu'à présent ?) observé de QPO kHz jumeaux dans une binaire X contenant un trou noir. Dans ce paragraphe, nous

⁴Cette dernière a une forme plus complexe que pour la figure 19 car les calculs tiennent compte ici du moment d'inertie et de la rotation de l'étoile.

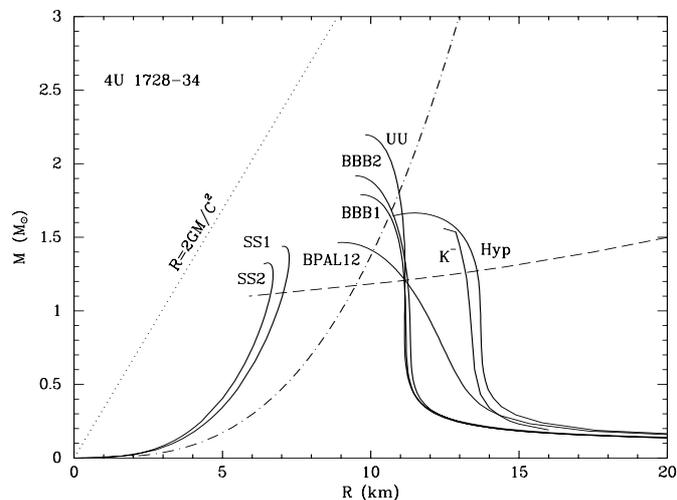


Figure 20.: *Contrainte sur le rayon et la masse de l'étoile à neutrons de 4U 1728-34. La zone permise est le coin inférieur gauche. Elle est limitée par les trois courbes en pointillés, en tirets et en tirets-pointillés (voir texte). Les courbes SS1 et SS2 correspondent à des étoiles étranges (Li et al. 1999a).*

allons comparer les propriétés temporelles de trois types de BXFM : “Z”, “Atoll” et trou noir, sur une large bande de fréquence incluant les QPO kHz.

Une caractéristique commune aux trois types de sources est de présenter, dans leurs états de luminosité les plus bas, des spectres de Fourier de type “shot noise” (voir section 2.1). Plusieurs exemples de ce type de spectre sont représentés sur la figure 3. Ces spectres sont caractérisés par une fréquence de cassure (le “break”, à la fréquence $\nu_b \sim 0.01 - 10$ Hz). Au delà de ν_b , dans la partie descendante du spectre, on détecte souvent un QPO de Très Basse Fréquence ($\nu_{\text{TBF}} \sim 1 - 10$ Hz) pour les “Atoll” et les trous noirs et un QPO de basse fréquence dit “de branche horizontale” ($\nu_{\text{HBO}} \sim 15 - 60$ Hz) pour les “Z” (voir section 2.2).

Sur la figure 21 (Psaltis et al. 1999), on peut voir, superposés et multipliés par un facteur d'échelle en fréquence, le spectre de 4 objets :

GX 339-4 (trou noir, facteur 1), 1E 1724-3045 (une étoile à neutrons, type "Atoll", facteur 1/2.5), Cyg X1 (trou noir, facteur 1/4.3) et enfin Sco X1 (une étoile à neutrons, type "Z", facteur 1/132.7). Ces spectres ont été multipliés par la fréquence correspondante, ce qui est une méthode souvent utilisée pour mettre en évidence la distribution de la puissance en termes de % rms. Avec cette représentation, le QPO ν_{TBF} des trois premières sources se superpose à un des QPO HBO de Sco X1. Dans le même temps, une structure large, en forme de bosse, présente dans les trois premiers spectres semble se superposer au QPO kHz ν_{bf}^k de Sco X1. Dans la suite du texte, nous appellerons ν_{BF} la fréquence de cette composante supplémentaire.

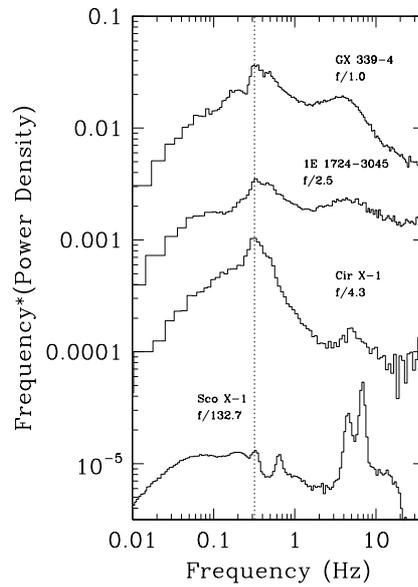


Figure 21.: Spectres de Fourier superposés et multipliés par un facteur d'échelle en fréquence, de 4 sources de types différents : GX 339-4 (trou noir, facteur 1), 1E 1724-3045 (une étoile à neutrons, type "Atoll", facteur 1/2.5), Cyg X1 (trou noir, facteur 1/4.3) et enfin Sco X1 (une étoile à neutrons, type "Z", facteur 1/132.7).

De nombreuses sources ont la même propriété d'échelle. La figure 22 (Psaltis et al. 1999) présente la "fréquence du QPO" (soit ν_{TBF} pour les trous noirs ou les sources "Atoll", soit ν_{HBO} pour les "Z") en fonction de la fréquence du "QPO kHz de basse fréquence" (soit un vrai QPO kHz quand il est observé à ν_{bf}^k , soit le QPO de Basse Fréquence des sources "Atoll" et des trous noirs à ν_{BF}). La ligne en pointillés est la corrélation entre ν_{HBO} et ν_{bf}^k dans les sources "Z" (en haut, à droite) extrapolée

sur deux ordres de grandeur vers les basses fréquences. Cette extrapolation rejoint la corrélation entre ν_{BF} et ν_{TBF} des sources "Atoll" et des trous noirs (en bas, à gauche). Cette propriété d'échelle suggère qu'un phénomène unique pourrait rendre compte de toutes ces caractéristiques : les "QPO kHz" seraient observés dans les "Atolls" et les trous noir en état bas, *autour de quelques Hz* !

Si, comme le suggère par cette corrélation, le même phénomène intervient dans les BXFM contenant une étoile à neutrons ou un trou noir, on peut exclure immédiatement les interprétations qui invoquent une caractéristique que posséderait l'un de ces objets et pas l'autre. Dans ce cas, seuls les modèles basés sur des effets relativistes dans l'environnement proche de l'objet, comme la précession de Lense-Thirring (voir section 6.) pourraient convenir car ils ne dépendent pas de la nature de la source.

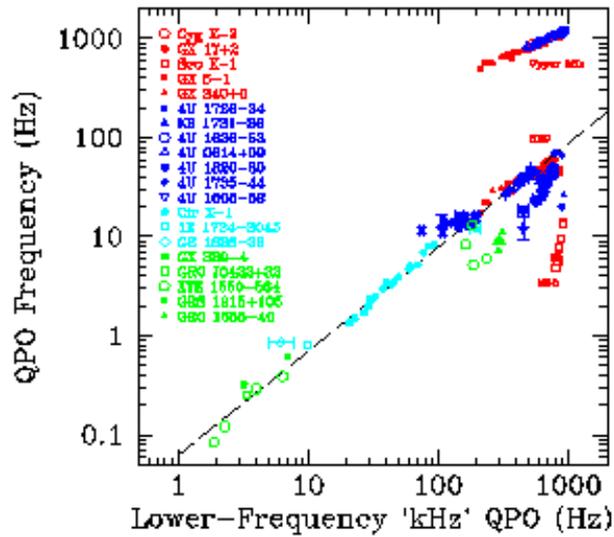


Figure 22.: Corrélation entre la "fréquence du QPO" (soit ν_{TBF} pour les trous noirs ou les sources "Atoll", soit ν_{HBO} pour les sources "Z") en fonction de la fréquence du "QPO kHz de basse fréquence" (soit un vrai QPO kHz quand il est observé à ν_{bf}^k soit le QPO de Basse Fréquence des sources "Atoll" et des trous noirs à ν_{BF}).

6. Les modèles de QPO kHz

Actuellement, trois voies sont en compétition : le modèle de fréquence de battement au point sonique (“sonic point beat frequency model”) de Miller et al. (1998a), le modèle de précession relativiste de Stella & Vietri (1998, 1999) et le modèle d’oscillations dans la couche limite dit “modèle à deux oscillateurs” de Titarchuk et al. (1998) et Titarchuk et Osherovich (1999). Une description détaillée de ces modèles est hors de propos dans ce cours. Je me bornerai ici à présenter les mérites de ceux-ci pour rendre compte des propriétés expérimentales.

Le modèle de fréquence de battement au point sonique. C’est un modèle de battement spin-orbite qui permet de reproduire uniquement les deux QPO kHz jumeaux. Ce modèle est complémentaire du modèle de “magnetospheric beat frequency” permettant de reproduire les QPO HBO (15–60 Hz).

L’orbite “privilegiée” est ici située au rayon sonique (r_{sonic}) pour lequel la vitesse de chute radiale du flot d’accrétion devient supersonique. Ce rayon est proche de r_{ISCO} mais la pression de radiation peut changer sa position ce qui permet d’expliquer les variations de la fréquence des QPO kHz. En comparant la fréquence des HBO (15-60 Hz) et des QPO kHz, il est clair que $r_{\text{sonic}} \leq r_{\text{mag}}$ ce qui signifie qu’au moins une partie du flot reste en orbite keplerienne en deçà de r_{mag} et n’est donc pas affectée par le champ magnétique.

Au rayon r_{sonic} , des “grumeaux” de matière sont accrétés rapidement sur la surface avec une trajectoire en spirale fixe dans le référentiel en co-rotation avec l’orbite à r_{sonic} . Cette spirale rencontre la surface solide de l’étoile en une région où l’émission X est augmentée (voir figure 23). Un observateur fixe extérieur voit cette région d’émission tourner sur la surface à la fréquence keplerienne correspondant à r_{sonic} . Ceci produit le QPO kHz de haute fréquence (ν_{hf}^k). La cohérence relativement élevée des QPO implique que cette spirale soit une structure stable. De plus, un faisceau X en provenance du pôle de l’étoile (provoqué par la fraction de l’accrétion guidée par le champ magnétique), balaie cette orbite r_{sonic} à la fréquence de rotation de l’étoile ν_{spin} ce qui module, à la fréquence de battement ($\nu_{\text{sonic}} - \nu_{\text{spin}}$), le taux avec lequel les grumeaux de matière sont injectés dans la spirale et donc l’émission X. Ceci donne naissance au QPO kHz de basse fréquence ν_{bf}^k .

Ce modèle prédit donc à priori un écart $\delta\nu^k = \nu_{\text{hf}}^k - \nu_{\text{bf}}^k = \nu_{\text{spin}}$ contrairement à ce qui est observé (voir discussion au paragraphe 5.2). Il a été modifié pour rendre compte de ces variations. En effet, si l’on suppose que les “grumeaux” spiralent graduellement vers la surface et qu’ils interagissent continûment avec le faisceau X, alors la fréquence de battement observée sera plus grande que la fréquence de battement

stricte ($\nu_{\text{sonic}} - \nu_{\text{spin}}$), tout simplement parce que le grumeau se rapproche progressivement de l'origine de ce faisceau X. Cela place ν_{bf}^k plus proche de ν_{hf}^k et donc produit $\delta\nu^k \leq \nu_{\text{spin}}$. Dans le modèle révisé, $\delta\nu^k$ décroît avec la luminosité L_X , comme observé expérimentalement.

Le point faible de ce modèle est de ne pas rendre compte des corrélations entre les phénomènes observés pour les étoiles à neutrons et les trous noirs (paragraphe 5.8). Il nécessite, en effet, la présence d'une surface solide et d'un champ magnétique. Son application pour un trou noir se révèle très problématique.

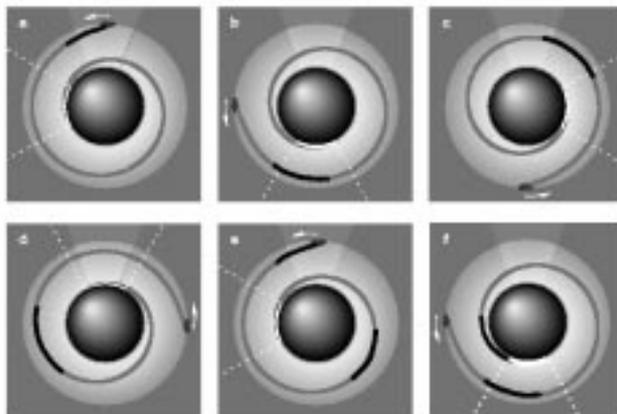


Figure 23.: Un “grumeau” en chute, au delà du point sonique, selon une trajectoire en spirale. La ligne en pointillés est l'émission du point de contact de cette spirale en rotation sur la surface de l'étoile. Le battement est produit par l'interaction du faisceau en provenance des pôles (zone éclairée) avec les grumeaux (Miller et al. 1998a).

Le modèle de précession relativiste. Une orbite inclinée et excentrique autour d'un objet compact en rotation subit une précession des noeuds, qui se traduit par une oscillation du plan orbital (“relativistic frame dragging”, Lense et Thirring 1918) et une précession du périastre similaire à celle prédite et observée pour Mercure (Einstein 1915). Dans le modèle de précession relativiste de Stella et Vietri (1998, 1999), ν_{hf}^k est associée à la fréquence keplerienne d'une orbite “privilegiée”. La fréquence ν_{bf}^k est due à la précession du périastre de cette orbite. Les QPO de plus basse fréquence (1-100 Hz) sont à la fréquence d'oscillation du plan orbital ou au double de celle-ci (ν_{nod} ou $2\nu_{\text{nod}}$).

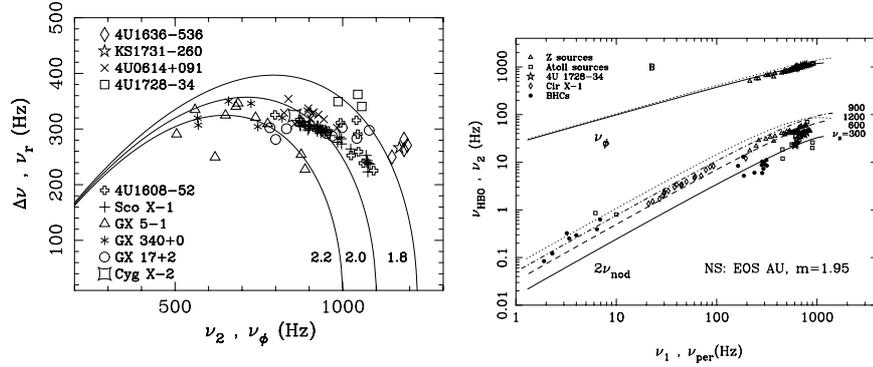


Figure 24.: *Gauche* : Relations entre ν_{hf}^k et $\delta\nu^k$ (ν_2 et $\Delta\nu$ dans le diagramme) prédites par le modèle de précession relativiste pour une étoile à neutrons de masse 1.8 à 2.2 M_{\odot} comparées aux données. *Droite* : Relations entre ν_{bf}^k (ν_1 dans le diagramme) et les deux grandeurs ν_{HBO} et ν_{hf}^k (ν_2 dans le diagramme) comparées aux données. (Stella & Vietri 1999, Stella et al. 1999b).

Une des grandes qualités de ce modèle est le nombre important de prédictions et donc de tests possibles. Une discussion complète sur la comparaison des données au modèle peut être trouvée dans Psaltis et al. (1999b) et Kalogera & Psaltis (1999). En tenant compte de l'aplatissement de l'étoile, on obtient les réseaux de courbes de la figure 24. A droite est représenté l'écart entre les deux QPO kHz jumeaux en fonction de la fréquence du QPO kHz de haute fréquence. Le modèle prédit que $\delta\nu^k$ doit décroître lorsque ν_{hf}^k augmente (comme observé), mais également lorsqu'il diminue au-dessous de ~ 500 Hz. Les courbes calculées, semblent privilégier les étoiles de masse élevée (1.8-2.2 M_{\odot}).

Le modèle de précession invoque uniquement un disque d'accrétion relativiste. Il peut donc être appliqué indifféremment aux trous noirs et aux étoiles à neutrons et expliquer les corrélations discutées au paragraphe 5.8. C'est son point fort.

Pour un accord correct, les fréquences de rotation des étoiles à neutrons doivent être élevées (600–1200 Hz). Ces fréquences sont plus rapides que celles détectées lors des sursauts (groupées autour de 300 Hz). D'autre part, ce modèle n'explique pas pourquoi $\delta\nu^k$ semble être lié, au moins pour quelques sources, à la fréquence ν_{spin} de l'étoile (voir discussion section 5.2). D'autre part, il n'est pas évident qu'il puisse exister des orbites excentriques oscillantes dans un disque visqueux à proximité d'un objet compact.

Des calculs théoriques récents de Psaltis & Norman (2000) montrent que le rayon de transition d'un disque peut agir comme un filtre "passe-bas" sur les fluctuations de l'accrétion en provenance des zones extérieures à ce rayon. De plus, la réponse de ce système montre de fortes résonances à des fréquences proches de celles caractéristiques du modèle de précession relativiste (fréquence orbitale, fréquence de précession du périastre et fréquence de précession des noeuds). Dans cette interprétation, ce sont des fréquences naturelles d'oscillation du disque.

Le modèle d'oscillations dans la couche limite. C'est une extension du modèle de disque avec couche limite (Titarchuk & Muslimov 1997). La fréquence ν_{bf}^k est interprétée comme la fréquence keplerienne à la frontière extérieure de la couche de transition visqueuse entre le disque et l'étoile à neutrons. Des oscillations dans cette couche produisent deux fréquences caractéristiques : la fréquence de "break" (ν_b) et un QPO de basse fréquence. Des grumeaux de matière, projetés au travers de cette couche dans la magnétosphère oscillent radialement et perpendiculairement au disque, ce qui produit en particulier le QPO kHz de haute fréquence ν_{hf}^k . En tout, 6 fréquences caractéristiques sont produites qui peuvent reproduire les fréquences observées lorsque l'on ajuste ce modèle multi-paramètres.

7. Le futur

Comme le démontre les résultats présentés dans ce cours, RXTE a permis d'ouvrir une voie nouvelle pour l'étude des effets relativistes en gravité extrême et celle de la matière super-condensée. A ce jour, les observations de RXTE se poursuivent et pourraient bien réserver de nouvelles découvertes. Cette mission laissera une quantité impressionnante de données, sous forme d'archives (des centaines de Go) qui n'ont été que partiellement exploitées. Je pense en particulier à la caractérisation de la variabilité basse fréquence des BXFM, un thème un peu éclipsé par la découverte des QPO kHz. Beaucoup de travail reste à faire dans ce domaine.

Pour franchir une étape significative, il sera néanmoins nécessaire d'imaginer et de construire une nouvelle classe d'observatoires de "timing" dans le domaine des 5-10 m². Une proposition de mission en ce sens, nommée "EXTRA", a été soumise à l'ESA en 1999 dans le cadre des propositions pour les missions F2/F3 (Barret et al. 2000). Du fait de la compétition très ardue, cette proposition n'a malheureusement pas été retenue à ce stade mais fera certainement partie des futurs grands projets. En effet, ses objectifs, la cartographie de l'espace-temps autour des objets compacts et le test des équations d'états de la matière super-condensée, dépassent largement le cadre de l'astrophysique.

Références

- [1] Alpar MA, Cheng AF, Ruderman MA, Shaham J. 1982. *Nature* 300, 728–30
- [2] Barret D, Vedrenne G. 1994. *ApJS*, 92, 505–10
- [3] Barret D. et al. 2000. *Astrophysics and Space Science*, sous presse.
- [4] Bhattacharya D. 1995. *X-Ray Binaries*. pp. 233. Cambridge, Cambridge University Press
- [5] Bhattacharya D. & Srinivasan G. 1995. *X-Ray Binaries*. pp. 495. Cambridge, Cambridge University Press
- [6] Bildsten L. 1995. *ApJ*, 438, 852–75
- [7] Bildsten L. 1998. *The Many Faces of Neutron Stars, NATO ASI, Lipari, C515*, 419–49. Dordrecht : Kluwer
- [8] Bloser P. F. 2000 accepté pour *Astrophysical Journal*; astro-ph/0005496
- [9] Bombaci I. 2000. *Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, ASP Conference Series, Vol. 202 ; Proceedings of the 177th Colloquium of the IAU held in Bonn, Germany. Edited by M. Kramer, N. Wex, and N. Wielebinski, p. 659
- [10] Bradt HV, Rothschild RE, Swank JH. 1993. *A&AS*, 97, 355
- [11] Burderi L, King AR. 1998. *ApJ*, 505, L135–37
- [12] Cook GB, Shapiro SL, Teukolsky SA. 1994. *ApJ*, 424, 823–45
- [13] Chakrabarty D, Morgan EH. 1998a. *IAU Circ. No.* 6877
- [14] Chakrabarty D, Morgan EH. 1998b. *Nature* 394, 346–48
- [15] Cui W, Barret D, Zhang SN, Chen W, Boirin L, Swank J. 1998a. *ApJ*, 502, L49–53
- [16] Cui W, Morgan EH, Titarchuk LG. 1998b. *ApJ*, 504, L27–30
- [17] Datta B, Thampan AV, Bombaci I. 1998. *A&A*, 334, 943–52
- [18] Einstein A. 1915. *Preuss. Akad. Wiss. Berlin, Sitzber.* 47, 831–39
- [19] Eicher D. 1988. *Nature* 336, 557–558
- [20] Ford, E. 1999. *ApJ*, 519, L73–L75.
- [21] Ford, E. 2000. *ApJ*, 535, L119–L122
- [22] Gaensler BM, Stappers BW, Getts TJ. 1999. *ApJ*, 522, L117–19
- [23] Giles AB, Hill KM, Greenhill JG. 1999. *MNRAS*, 304, 47–51
- [24] Hasinger G, van der Klis M. 1989. *A&A*, 225, 79–96
- [25] Heindl WA, Smith DM. 1998. *ApJ*, 506, L35–38
- [26] in 't Zand JJM, Heise J, Muller JM, Bazzano A, Cocchi M, et al. 1998. *A&A*, 331, L25–28
- [27] Jonker, P. G. et al. 2000. *ApJ*, 537, 374–386.
- [28] Kaaret P, Piraino S, Ford EC, Santangelo A. 1999. *ApJ*, 514, L31–33

- [29] Lamb FK, Shibazaki N, Alpar MA, Shaham J. 1985. *Nature* 317, 681–87
- [30] Leahy DA, Elsner RF, Weisskopf MC. 1983. *ApJ*, 272, 256–58
- [31] Lewin WHG, van Paradijs J, van den Heuvel EPJ. 1995a. *X-Ray Binaries*. pp. 662. Cambridge, Cambridge University Press
- [32] Lewin WHG, van Paradijs J, Taam RE. 1995b. *X-Ray Binaries*. pp. 175. Cambridge, Cambridge University Press
- [33] Li X-D et al. 1999a. *ApJ*, 527, L51–54
- [34] Li X-D et al. 1999b. *Phys. Rev. Lett.*, 83, 3776–3779
- [35] Méndez M, van der Klis M. 1999. *ApJ*, 517, L51–54
- [36] Méndez M, van der Klis M, Ford EC, Wijnands R, van Paradijs J. 1999. *ApJ*, 511, L49–52
- [37] Mereghetti S, Grindlay JE. 1987. *ApJ*, 312, 727–31
- [38] Miller MC. 1999. *ApJ*, 515, L77–80
- [39] Miller M. C. 2000. *ApJ*, 537, 342–350
- [40] Miller MC, Lamb FK. 1998. *ApJ*, 499, L37–40
- [41] Miller MC, Lamb FK, Psaltis D. 1998a. *ApJ*, 508, 791–830
- [42] Morsink SM, Stella L. 1999. *ApJ*, 513, 827–44
- [43] Nagase F. 1989. *Pub. Astron. Soc. Japan.* 41, 1–79
- [44] Osherovich V, Titarchuk L. 1999. *ApJ*, 522, L113–116
- [45] Psaltis D, Belloni T, van der Klis M. 1999a. *ApJ*, 520, 262–70
- [46] Psaltis D, Chakrabarty D. 1999. *ApJ*, 521, 332–40
- [47] Psaltis D, Norman C. 2000. *astro-ph/0001391*
- [48] Psaltis D, Wijnands R, Homan J, Jonker PG, van der Klis M, et al. 1999b. *ApJ*, 520, 763–75
- [49] Shapiro S.L. & Teukolsky S.A. 1983. *Black holes, white dwarfs, and neutron stars, the physics of compact objects*, pp. 249, Ed : J. Willey & sons, N.Y.
- [50] Srinivasan & van den Heuvel 1982 *A&A*, 108, 143
- [51] Stella L, Vietri M. 1998. *ApJ*, 492, L59–62
- [52] Stella L, Vietri M. 1999. *Phys.Rev.Lett*82, 17
- [53] Stella, L. et al. 2000. *ApJ*, 537, L115–L118.
- [54] Strohmayer TE. 1999. *ApJ*, 523, L51–55
- [55] Strohmayer TE, Jahoda K, Giles AB, Lee U. 1997a. *ApJ*, 486, 355–62
- [56] Strohmayer TE, Markwardt CB. 1999. *ApJ*, 516, L81–85
- [57] Strohmayer T, Zhang W, Swank J. 1996a. *IAU Circ. No.* 6320
- [58] Strohmayer T, Smale A, Day C, Swank J, Titarchuk L, Lee U. 1996b. *IAU Circ. No.* 6387

- [59] Strohmayer TE, Zhang W, Swank JH, Smale A, Titarchuk L, Day C. 1996c. *ApJ*, 469, L9–12
- [60] Strohmayer T, Zhang W, Swank JH. 1997b. *ApJ*, 487, L77–80
- [61] Strohmayer TE, Zhang W, Swank JH, White NE, Lapidus I. 1998a. *ApJ*, 498, L135–39
- [62] Strohmayer TE, Zhang W, Swank JH, Lapidus I. 1998b. *ApJ*, 503, L147–50
- [63] Strohmayer TE, Swank JH, Zhang W. 1998c. *Nucl. Phys. B* 69/1-3, 129–34
- [64] Thirring H, Lense J. 1918. *Phys. Z.* 19, 156–63
- [65] Titarchuk L, Lapidus I, Muslimov A. 1998. *ApJ*, 499, 315–28
- [66] Titarchuk L, Muslimov A. 1997. *A&A*, 323, L5–8
- [67] Titarchuk L, Osherovich V. 1999. *ApJ*, 518, L95–98
- [68] Van der Klis M. 1989. *Timing Neutron Stars, NATO ASI, Cesme. C262*, 27–69. Dordrecht : Kluwer
- [69] van der Klis M. 2000. soumis à Annual Review of Astronomy and Astrophysics ; astro-ph/0001167
- [70] Van der Klis M. 1995a. *X-Ray Binaries*. pp. 252. Cambridge, Cambridge University Press
- [71] Van der Klis M. 1995b. *The Lives of the Neutron Stars, NATO ASI, Kemer C450*, 301–30. Dordrecht, Kluwer
- [72] Van der Klis M. 1997. *Astronomical Time Series, Wise Obs. Anniv. Symp., 25th, Tel Aviv, Kluwer Astroph. and Space Science Library* 218, 121–32. Dordrecht, Kluwer
- [73] van Straaten S. et al. 2000. *ApJ*, 540, 1049-1061
- [74] Vaughan BA, van der Klis M, Wood KS, Norris JP, Hertz P, et al. 1994b. *ApJ*, 435, 362–69
- [75] Verbunt F. & van den Heuvel EPJ. 1995 *X-Ray Binaries*. pp. 457. Cambridge, Cambridge University Press
- [76] Weinberg N. et al. 2000. astro-ph/0001544
- [77] Wijnands R, van der Klis M. 1998a. *IAU Circ. No.6876*
- [78] Wijnands R, van der Klis M. 1998b. *Nature* 394, 344–46
- [79] Wijnands R, van der Klis M. 1999. *ApJ*, 514, 939–44
- [80] Witten, E. 1984. *Phys.Rev.D*30, 272.
- [81] Wood KS, Hertz P, Norris JP, Vaughan BA, Michelson PF, et al. 1991. *ApJ*, 379, 295–309
- [82] Zdunik, J. L. 2000. *A&A*, 359, 311–315
- [83] Zdunik, J. L. et al. 2000. *A&A*, 359, 143–147

- [84] Zhang W, Smale AP, Strohmayer TE, Swank JH. 1998. ApJ, 500, L171–74
- [85] Zhang W, Strohmayer TE, Swank JH. 1997. ApJ, 482, L167–70