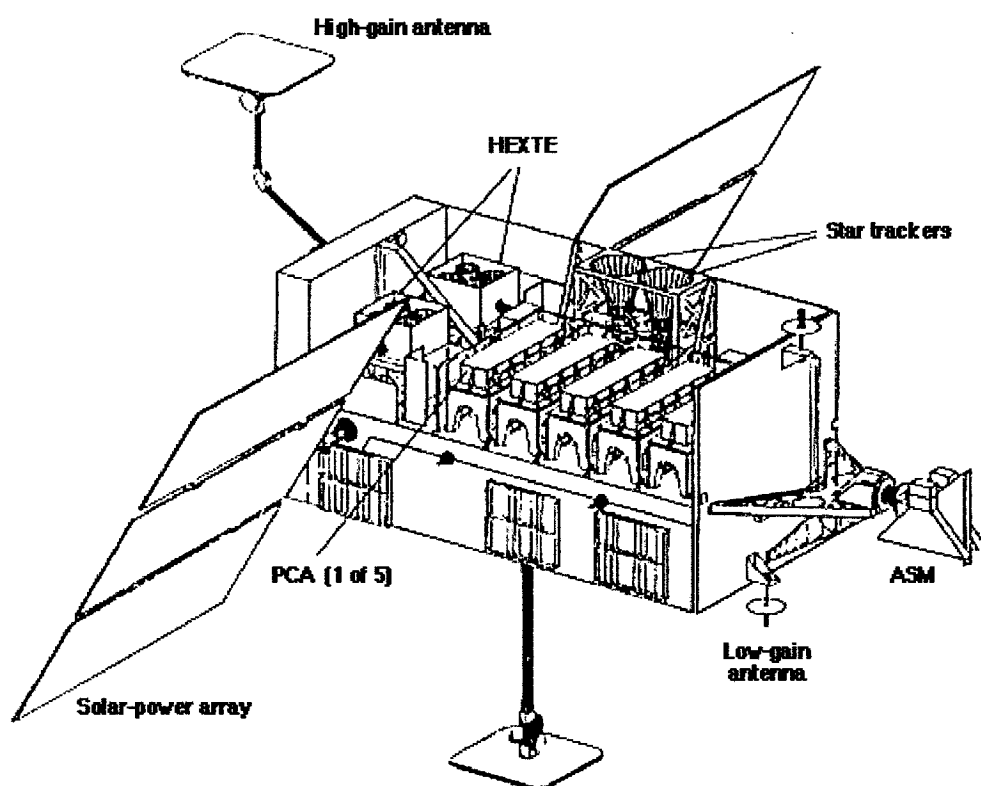


Kvasiperiodiske svingninger i røntgenstrålingen fra LMXB – neutronstjerner

- afløsningsopgave, januar 2002

RXTE - satellitten



Børge L Nielsen

Neutronstjerner og hurtige kvasiperiodiske svingninger

- **hvordan bl.a. almen relativitetsteori og tilstandsligningen for supertæt stof kan studeres**

Indholdsfortegnelse:

INDLEDNING.....	2
<i>Stærke tyngdefelter.....</i>	2
<i>Ekstreme støftætheder.....</i>	2
DYNAMISK TIDSSKALA OG PERIODER FOR CIRKELBEVÆGELSER.....	2
TERMINOLOGI VEDRØRENDE LMXB OG NOGLE TEKNISKE DATA FOR RXTE.....	3
OBSERVATIONER AF QPO MED FREKVENSER I KHZ-OMRÅDET	5
<i>Kvasiperiodiske oscillationer.....</i>	5
<i>Atoll-kilder og Z-kilder</i>	8
<i>Frekvenser og tællerater.....</i>	8
<i>Frekvensforskelle for QPO's og mætningsfænomenet.....</i>	10
<i>Forsinkelser af de lavenergetiske røntgenfotoner</i>	11
OBSERVATIONER AF KHZ-OSCILLATIONER UNDER RØNTGENSTRÅLE-UDBRUD	12
OBSERVATION AF EN MILLISEKUND RØNTGENPULSAR MED MASSEOPSAMLING.....	13
MODELLER FOR KHZ QPO	14
<i>Beat-frekvensmodeller for kHz-QPO</i>	14
Lyd-punkt beat-frekvens model (SPBF)	15
Varierende frekvensforskelle: konsekvenser for masse og radius	17
Keplerbevægelse: konsekvenser for masse, radius og EOS	17
<i>Tilvækstskivemodeller for kHz-QPO.....</i>	20
RPM-modellen	20
Sammenligning med måledata	21
Uafklarede punkter.....	22
AFSLUTNING OG DISKUSSION	23
Referencer	25

Indledning

I denne opgave beskrives de hurtige svingninger, der for første gang blev observeret, da NASA's røntgen-satellit RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer) blev opsendt d. 30. december 1995. Og nogle af de teorier, der vedrører dette fænomen. Disse hurtige svingninger ses i binære systemer, hvor en neutronstjerne eller et sort hul opsamler masse fra sin ledsagerstjerne, og en del af denne masse opsamles på det kompakte objekt via en tilvækstskive. Tæt på det kompakte objekt vil stoffet i tilvækstskiven rotere med frekvenser i kHz-området, og hastighederne er en betydelig del af lysets. I disse antagelig gamle (10^8 år) binære systemer med relativt svage magnetfelter kan impulsmomentet fra den opsamlede masse have "speedet" neutronstjernens/det sorte hulls rotationsfrekvens op, for neutronstjernernes vedkommende til perioder i millisekund-området.

Stærke tyngdefelter

En væsentlig grund til den relativt store interesse for dette område er, at det ved studiet af disse svingninger er muligt at teste den almene relativitetsteoris forudsigelser i stærke tyngdefelter, specielt, at der ifølge den almene relativitetsteori skal være en mindste radius, inden for hvilken der ikke eksisterer stabile cirkelbaner. Hvis neutronstjernen roterer, vil geometrien omkring stjernen være bestemt af stoffordelingen i - og rotationen af - neutronstjernen. Herved bliver studiet af tyngdefelterne omkring roterende neutronstjerner også afhængig af den tilstandsligning, der bestemmer stjernens struktur. Dette – altså tilstandsligningen for stof ved ekstreme tætheder - er netop den anden væsentlige grund til interessen for disse svingninger.

Ekstreme stoftætheder

Tilstandsligningen for det ekstremt tætte stof, som neutronstjerner består af, ikke er særlig godt kendt. Man taler om "hårde" og "bløde" tilstandsligninger, og denne betegnelse dækker løst sagt over, hvor "stejlt" trykket i den pågældende teori vokser med tætheden af stoffet. Hård betyder, at trykket vokser hurtigt med tætheden, blød det modsatte. For en given masse af neutronstjernen har det konsekvenser for neutronstjernens størrelse: de "hårde" tilstandsligninger giver større radius for neutronstjernen end de bløde, da der kræves en mindre tæthed for at yde det tryk, der er nødvendigt for at modstå gravitationen. De hurtige kvasiperiodiske oscillationer kan – i de fleste modeller – sætte grænser for neutronstjernens størrelse, idet oscillationen tolkes som Keplerfrekvenser for klumper af gas, der cirkulerer omkring stjernen. Stjernens radius må naturligvis være mindre end radius i denne cirkelbevægelse. Ligeledes må denne cirkelbevægelse foregå ved en radius, hvor stabile cirkelbaner eksisterer. Disse betingelser giver grænser for både neutronstjernens gravitationelle masse og en udelukkelse af eller begrænsning af gyldighedsområdet for de tilstandsligninger, der giver for store radier for neutronstjerne.

Dynamisk tidsskala og perioder for cirkelbevægelser

Den dynamiske tidsskala i disse kompakte objekter er givet ved

$$(1) \quad \tau_{\text{dyn}} = \sqrt{\frac{r^3}{G \cdot M}} = 135 \mu\text{s} \cdot \left(\frac{r}{15 \text{ km}}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{1,4 M_{\odot}}{M}\right)^{1/2}$$

Periodiske eller kvasiperiodiske fænomener kunne være Keplerbevægelse omkring neutronstjernen, rotation af neutronstjernen, oscillationer i tilvækstskiven eller i selve neutronstjernen eller dennes overflade.

Keplerbevægelse skal her forstås som cirkelbevægelse omkring stjernen. Foregår denne i Schwarzschildgeometrien (ikke-roterende neutronstjerne eller sort hul), er perioden givet ved

$$(2) \quad P = 2\pi \cdot \tau_{\text{dyn}} \quad \text{hvoraf} \quad \nu = \frac{1}{P} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{GM}{r^3}} = 1180\text{Hz} \cdot \left(\frac{M}{1,4M_{\odot}}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{15\text{km}}{r}\right)^{\frac{3}{2}}$$

målt af en iagttaget langt fra objektet. Her er r den radiale koordinat i Schwarzschildkoordinater. Den generelle relativitetsteori forudsiger, at der i en sådan rumtidsgeometri vil være en mindste radius, inden for hvilken der ikke er stabile cirkelbaner¹. Denne radius er i Schwarzschildkoordinater

$$(3) \quad r_{\text{min}} = 6 \frac{GM}{c^2}$$

Indsat i (2) finder vi den maksimale frekvens for en stabil cirkelbane:

$$(4) \quad \nu = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{c}{3\sqrt{6}} \cdot \frac{c^2}{2GM} = 1570\text{Hz} \cdot \frac{1,4M_{\odot}}{M}$$

Hvis neutronstjernen roterer, vil der i ækvatorplanet være to mindste radier, indenfor hvilken der ikke forekommer stabile cirkelbaner, nemlig en cirkelbane, hvor bevægelsen er *med* stjernens rotation – med en frekvens højere end (4) og en radius, der er mindre end (3) – og en cirkelbane, hvor bevægelsen er *imod* stjernens rotation – med en frekvens, der er lavere end (4), og som foregår i en større afstand end (3). Disse frekvenser og afstande afhænger af neutronstjernens struktur og impulsmoment, og kræver derfor en fuld relativistisk numerisk behandling af neutronstjernens og rumtidens struktur, herunder en tilstandsligning for stoffet i neutronstjernen (Morsink og Stella 1999²).

Terminologi vedrørende LMXB og nogle tekniske data for RXTE

Det er her på sin plads at introducere visse betegnelser og forkortelser, der er relevante for det behandlede emne.

- **LMXB:** *low mass X-ray binary*, betegner et dobbeltstjernesystem, hvor den ene stjerne er en neutronstjerne, og hvor den anden (*ledsagerstjernen*) har en masse under 1 solmasse. Denne stjerne kan være en hovedseriestjerne eller hvid dværg, hvorfra der overføres stof til neutronstjernen. Ved denne masseoverførsel udsendes den af gassen tabte gravitations-potentielle energi som bl.a. røntgenstråling fra tilvækstskiven, der kredser om neutronstjernen, bl.a. i området tæt på neutronstjernen, hvor temperaturerne i gassen er høj (10^7 K). Desuden udsendes røntgenstråling når gassen "crasher" ned på neutronstjernens overflade. Omsætningen af gravitationel energi i tilvækstskiven sker via friktion, magnetisk turbulens m.v. En del af den tabte energi kan desuden omsættes til gravitationsbølgeenergi og måske energi i plasmajets fra de magnetiske polområder.
- **Z-kilder og atoll-kilder:** LMXB-erne opdeles i Z-kilder og atoll-kilder (G. Hasinger og M. van der Klis 1989³). Denne klassifikation var allerede kendt før RXTE, idet røntgenkilderne var observeret med satellitterne EXOSAT (ESA) og Ginga (ISAS). Betegnelserne stammer for atoll-kildernes vedkommende fra en todimensional spektralklassifikation, hvor røntgenspektret opdeles i en lav-energi (blød) og en højenergi (hård) del. Inden for hver af disse to dele af

spektret defineres så to ”farver” v.h.a. 10-talslogaritmen til forholdet mellem tællerater i den øvre del og den nedre del af spektralområdet (hard-color og soft-color). For Z-kilderne benyttes hardcolor som funktion af 10-talslogaritmen til tællesrate, eller også hardcolor mod softcolor. Det har vist sig, at denne inddeling dækker over forskelle i neutronstjernerne: Z-kilder er neutronstjerner med magnetfelter i området $1 \cdot 10^9 \text{ G} - 5 \cdot 10^9 \text{ G}$, hvor atoll-kilder har svagere magnetfelter, i området $10^8 \text{ G} - 10^9 \text{ G}$ (van der Klis 1996). Desuden er røntgenluminositeten for Z-kilder tæt på den såkaldte Eddington-grænse, betegnet med L_{Edd} . Atoll-kilder derimod har røntgenluminositet i området $0,001 - 0,2 L_{\text{Edd}}$, undtagen 4 atollkilder, som ligger i området $0,2 - 0,5 L_{\text{Edd}}$.

- **Eddingtongrænsen:** L_{Edd} er den røntgenluminositet, som sætter en grænse for hvor meget stof der kan overføres til neutronstjernen pr. tidsenhed – og er dermed den øvre grænse for den del af stjernens luminositet, der skyldes frigjort potentiel energi. Hvis vi antager, at al den frigjorte potentielle energi omdannes til røntgenfotoner, vil strålingstrykket fra disse fotoner, der skal bort fra neutronstjernes overflade, udøve et så stort tryk på den nedfaldende stof, at det ”blæses” bort. Eddingtongrænsen er givet ved udtrykket

$$(5) \quad L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi c G M m_p}{\sigma_T} = 1,3 \cdot 10^{38} \cdot \frac{M}{M_{\text{O}}} \text{ erg/s}$$

hvor m_p er protonens masse, σ_T er Thompson-tværsnittet, $\sigma_T = 0,66 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$.

Kildens luminositet beregnes ud fra formlen

$$L_x = 4\pi \cdot d^2 \cdot F_x$$

hvor d er afstanden til kilden, F_x er den målte energiflux i røntgenområdet. Afstandene d er ofte ikke særlig godt kendte, dog er kilden U 1820-30 placeret i kuglehoben NGC 6624 i afstanden 7,5 kpc (Ford, E. 2000⁴). Formlen forudsætter, at emissionen er isotrop – ikke nødvendigvis en særlig god antagelse, se samme ref.

- **QPO, kvalitetsfaktor:** kvasiperiodiske oscillationer/svingninger. Dette er næsten-periodiske svingninger i røntgenstråle-tælleraten. I powerspektret (se nedenfor) er svingningen ikke helt ”skarp”, men har en vis halvvardibredde, FWHM. Den reciprokke af FWHM er den tid, svingningen ”hænger sammen”. En kvalitetsfaktor eller korrelationsfaktor Q for svingningen defineres på følgende måde: $Q = \nu / \text{FWHM}$. Store værdier af Q svarer til en ”ren” svingning, som er sammenhængende i mange perioder. Dette antal perioder er netop kvalitetsfaktoren.
- **FFT-analyse:** Analysen af variationen af tællerate-tidsserierne bliver matematisk foretaget ved en FFT-analyse (Fast Fourier Transform), hvor en to-potens af datasættet analyseres for periodiske signaler med frekvenser op til det halve af sample-frekvensen (samplefrekvens = den reciprokke tidsopløsning). Denne halve sample-frekvens kaldes Nyquist-frekvensen. Med 16 og 62 mikrosekund tidsopløsning som i de første observationer med RXTE (se nedenfor) giver det Nyquistfrekvenser på hhv. 31,3 kHz og 8,1 kHz. Kvadratet på FFT-amplituderne som funktion af frekvensen kaldes powerspektret. Det ses af det forrige afsnit, at i hvert fald den

første tidsopløsning burde være hurtig nok til at måle alle de forventede dynamiske hændelser i et system med mindste størrelse ca. 15 km, masse omkring 1,4 solmasse.

- **Nogle data for RXTE's proportionaltællere:**

Røntgenenergi-område:	2 – 60 keV
Tidsopløsning:	1 mikrosekund
Rumlig opløsning:	kollimator med 1° FWHM
Opsamlende areal:	6500 cm ²
Følsomhed:	0,1 mCrab
Baggrund:	2 mCrab

Observationer af QPO med frekvenser i kHz-området

Kort tid efter opsendelsen af RXTE, nemlig februar 1996, indløb de første observationer af hurtige variationer i tælleraterne af røntgenfotoner fra LMXB-systemer. Det var de to røntgenkilder 4U 1728-34 og Sco X-1 observeret af hhv. Tod Strohmayer et al. samt Michiel van der Klis et al. Den anvendte detektor på RXTE var et array af proportionaltællere (PCA) med et effektivt areal på 6500 cm². (van der Klis 1997⁵)

Kvasiperiodiske oscillationer

Det viste sig, at den ovennævnte røntgenkilde 4U 1728-34 havde to kvasiperiodiske kHz oscillationer, den øvre med en frekvens mellem 500 og 1100 Hz, den nedre med frekvenser, der var ca 355 +/- 5 Hz lavere, således at forskellen på de to oscillationers centerfrekvenser var næsten konstant, på trods af den store variation i begge frekvenser – eller udtrykt anderledes: de to svingningers frekvenser fulgte ad op i frekvens med voksende formodet (= inferred) massetilførelsesrate til neutronstjernen. Mere om denne massetilførelsesrate senere.

Lignende kvasiperiodiske oscillationer er senere observeret i andre LMXB^s. Se oversigten nedenfor (tabel 1 og tabel 2).

Tabel 1: observerede frekvenser for QPO's i atoll-kilder

Source	ν_1 (Hz)	ν_2 (Hz)	$\Delta\nu$ (Hz)	ν_{burst} (Hz) [†]
4U 0614+09		450		
	418	765	312 ± 2	
	825	1160		
		1215		
		1330		
EXO 0748-676		695		
4U 1608-52	415			
	440	765	325 ± 7	
	475	800	326 ± 3	
	865	1090 ²	225 ± 12^2	
	895			
4U 1636-53	830		251 ± 4^2	291, 582
	900	1150		
	950	1190		
		1230		
	1070			
4U 1702-43	625			
	655	1000 ²	344 ± 7^2	330
	700	1040 ²	337 ± 7^2	
	770	1085 ²	315 ± 11^2	
	902			
4U 1705-44	775	1075 ¹	298 ± 11	
	870			
XTE J1723-376		815		
4U 1728-34		325		
	510	845		
	875	1160	349 ± 2^3	364
	920		279 ± 12^3	
KS 1731-260	900	1160	260 ± 10	524
		1205		
4U 1735-44	630	980	341 ± 7	
	730	1025	296 ± 12	
4U 1820-30	655		$= 15$	
	500	860	358 ± 42	
	795	1075	278 ± 11	
Aql X-1		1100		
	670	1040 ¹	241 ± 9^1	
4U 1915-05	930		549	
XTE J2123-058		820		
	515			
	560	925	348 ± 11	
	655	1005		
	705 ¹	1055		
	880			
	1265 ¹			
XTE J2123-058	845	1100	255 ± 14	
	855	1130	276 ± 9	
	870 ¹	1140	270 ± 5^1	

Tabel 2: som for tabel 1, men her for Z-kilder

Source	ν_1 (Hz)	ν_2 (Hz)	$\Delta\nu$ (Hz)	ν_{burst} (Hz)
Sco X-1	565	870	307 ± 5	
	845	1080	237 ± 5	
GX 5-1		1130		
	215	505		298 ± 11
		660	890	
	700			
GX 17+2		645		
	480	785		294 ± 8
Cyg X-2		780	1080	
		730		
	530	855		346 ± 29
GX 340+0	660	1005		
	200	535		339 ± 8
GX 349+2		565	840	
		625		
	710	980	266 ± 13	1020 ¹

Tabel Fejl! Ukendt argument for parameter.: frekvenser for QPO's i atoll-kilder

Tabel 2: som tabel 1, men her for Z-kilder

(van der Klis 2000)

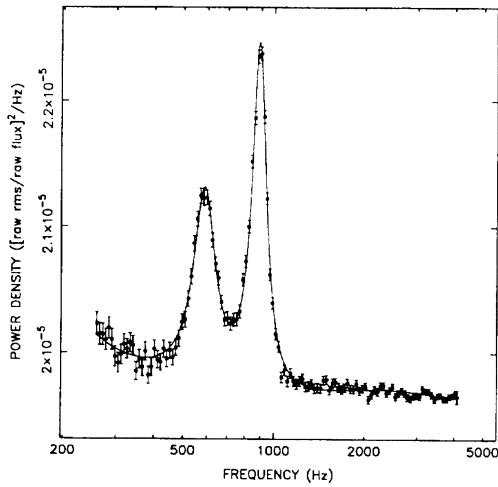
I tabellerne er frekvenserne af de (evt.) to QPO'er betegnet med ν_1 og ν_2 , hvor ν_1 er frekvensen for svingningen med den laveste frekvens og tilsvarende ν_2 betegnelsen for svingningen med den højeste frekvens. $\Delta\nu$ er forskellen på ν_2 og ν_1 . Hvis der kun er

observeret en QPO, er denne anført midt mellem søjlerne for ν_1 og

ν_2 . Betegnelsen ν_{burst} er frekvensen for en eventuel svingning set i signalet fra et såkaldt røntgenudbrud – se senere i opgaven.

Det fremgår af tabellen, at der kendes 14 atoll-kilder og 6 Z-kilder med kHz QPO. Heraf 12 atoll-kilder og alle 6 Z-kilder med to kHz QPO. I 5 atoll-kilder men ingen Z-kilder er der observeret hurtige variationer i tælleraterne for de observerede røntgen-udbrud.

Frekvensen af disse antages at være neutronstjernens rotationsfrekvens eller det dobbelte af denne.



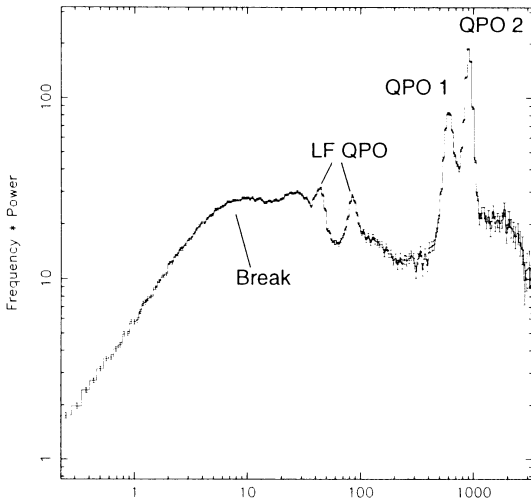
Et eksempel på et powerspektrum, hvor to kHz QPO ses, vises nedenfor (fig. 1)

Figur Fejl! Ukendt argument for parameter.: de to QPO fra Sco X-1 (fra van der Klis 1998⁶)

Det skal imidlertid pointeres, at disse kHz QPO's kun er en del af hele power-spektret, ved lavere frekvenser er der ligeledes QPO's og knæk i spektret, og frekvenserne af disse er korrelerede med frekvenserne af fx den højeste frekvens af "twin-peaks" (som i tabel 1 og 2 kaldes ν_2).

Hele powerspektret for Sco X-1 ses på fig. 2

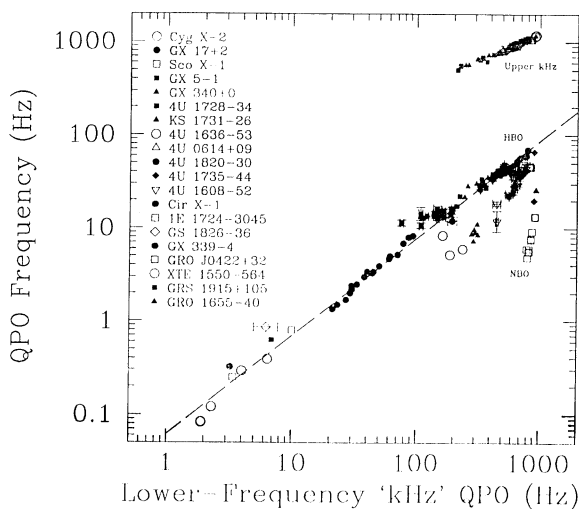
nedenfor.



Som det fremgår af fig. 2, hvor hele

Figur Fejl! Ukendt argument for parameter.: Hele power-spektret for Sco X-1, dog er power ganget med frekvensen for at fremhæve de højfrekvente QPO's (Didier Barret 2001⁷)

powerspektret (multipliseret med frekvensen) for Sco X-1 ses, er der også lavfrekvente QPO's, samt et bræk i spektret. Når frekvensen af QPO1 vokser, følger spektrets øvrige QPO's med op i frekvens. Nogle af korrelationerne fremgår af figur 3 nedenfor.



Figur Fejl! Ukendt argument for parameter.: korrelationer mellem LF-QPO og kHz QPO (Psaltis, D. 1999⁸)

På denne figur er afsat frekvenser for en lang række QPO og støj-frekvenser som funktion af den "kHz" QPO, der har den laveste frekvens. På figuren er medtaget QPO's fra LMXB, nemlig Z-kilder, atoll-kilder, og sort-hul kandidater ved de lavere frekvenser. Det synes derfor som om disse spektral-egenskaber er korrelerede i alle disse kilder. En forklaringsmodel for QPO må derfor

kunne forklare disse korrelationer.

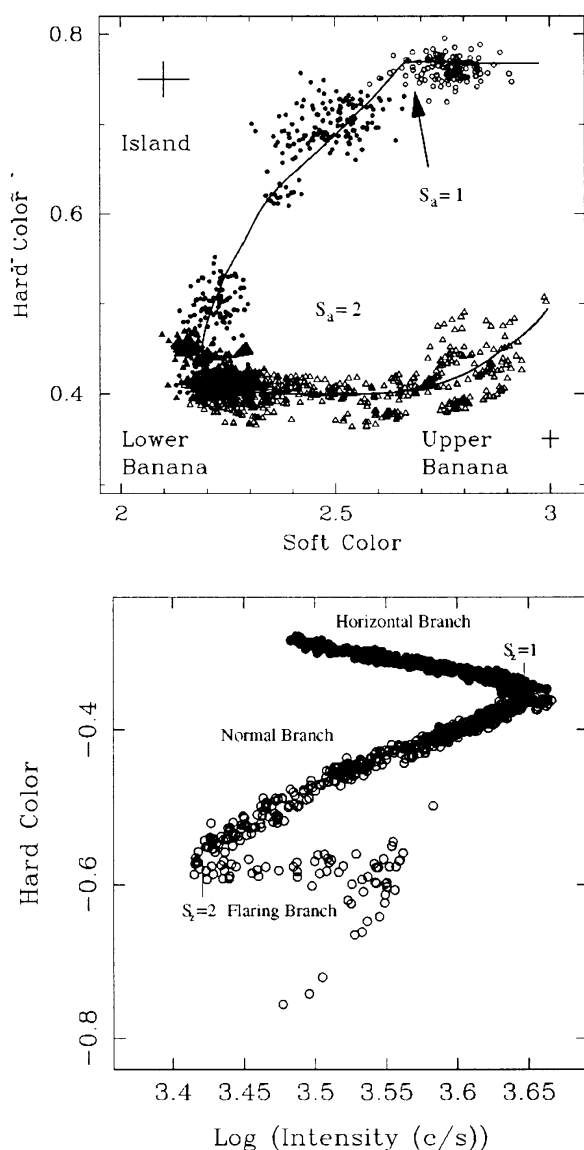
Det skal yderligere bemærkes, at der nu også er observeret sort hul XRB's med to QPO^{9,10}.

Det skal dog bemærkes, at det ikke er klart, at disse QPO's udviser de samme egenskaber som i neutronstjerner. Det er dog bemærkelsesværdigt, at der ikke kræves en fast overflade som i neutronstjerner for at frembringe to kHz QPO's.

Atoll-kilder og Z-kilder

Herefter er det passende at gå nærmere ind på betegnelserne atoll-kilde og Z-kilde. Disse betegnelser stammer fra før opdagelsen af kHz QPO's. Her blev påvist korrelationer mellem røntgenspektrale karakteristika for LMXB's og de lav-frekvente QPO's som også ses på fig. 2 ovenfor – samt i diagrammet 3, hvor betegnelserne HBO og NBO benyttes.

På fig. 4 nedenfor ses visse spektrale egenskaber for både atoll-kilder og Z-kilder.



Figur Fejl! Ukendt argument for parameter.: **spektrale tilstande for atoll- og Z-kilder (van der Klis 2000)**

Den øverste del af figuren er et farve-farve diagram for atoll-kilden 4U-1608-52. Den nederste diagram viser farve-intensitetsdiagrammet for Z-kilden GX 340+0.

Spektralfarverne defineres på følgende måde: hardcolor er 10-talslogaritmen til forholdet mellem tælle-raterne i de to spektralområder 9,7 keV – 16,0 keV og 6,4 keV – 9,7 keV, softcolor defineres tilsvarende som 10-talslogaritmen til tællesraterne i de to spektralområder 3,5 keV – 6,4 keV og 2,0 keV – 3,5 keV. Tællesraten(intensity) gælder spektralområdet 2 keV – 16 keV.

De hurtige kHz QPO findes i tilstandene markeret med udfyldte symboler.

På begge diagrammer er angivet værdier for kurvelængdeparametrene S_a og S_z sammen med de almindelige betegnelser for kildernes tilstande. Betegnelserne HBO og NBO fra fig. 3 refererer til oscillationer i disse spektraltilstande for Z-kilder.

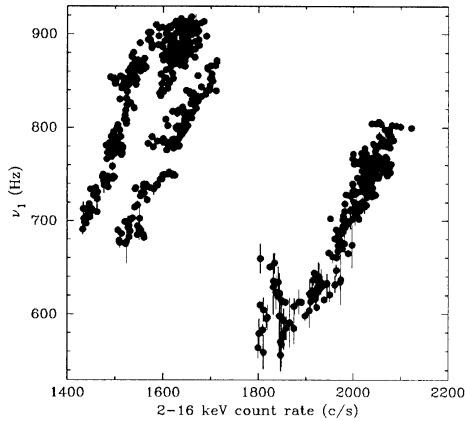
Frekvenser og tællerater

Frekvenserne for de lavfrekvente QPO og ligeledes de højfrekvente kHz QPO er stigende for voksende værdier af begge disse kurvelængdeparametre, der derfor også kaldes formodet masseopsamlings-rate – også selvom tællesraten for Z-kilder faktisk er aftagende langs den såkaldte NB (normal grenen), se fig. 4. Det er dog ikke klart, om disse S -parametre er direkte korreleret med

hele massetilførelsesraten, eller kun en del af denne (fx den del, der sker gennem tilvækstskiven), eller måske korreleret med den mindste radius i tilvækstskiven.

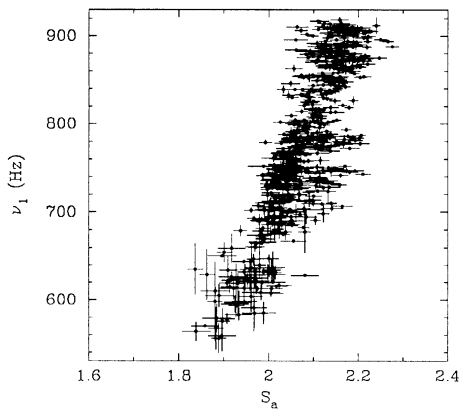
Tællesraten er derimod ikke særlig godt korreleret med frekvenserne af QPO's på tidsskalaer fra døgn og opefter. Eller fra kilde til kilde. Det ville være naturligt at forvente, hvis de voksende frekvenser i kHz QPO alene skyldes forøget total masseopsamlingsrate. I kortere tidsrum som timer til døgn er der ganske en god korrelation, men altså ikke over længere tidsrum.

Dette fremgår af figuren 5 nedenfor.



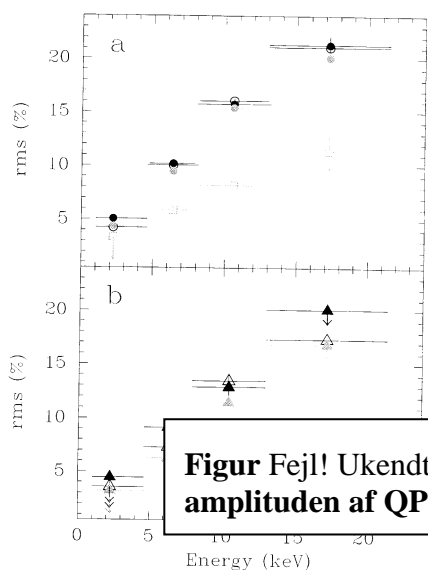
Figur Fejl! Ukendt argument for parameter.: frekvensens afhængighed af tælle-rate og S_a -parameteren (van der Klis 2000)

Frekvensen af den kHz QPO med den laveste frekvens er afbildet mod tællesraten i 2 keV – 16 keV spektralområdet. Der fremkommer nogle næsten rette, parallelle spor i dette diagram – men frekvensens sammenhæng med tællesraten er ikke god. Derimod fremgår det af det nederste diagram, at der er en meget mere entydig sammenhæng mellem frekvens og parameteren S_a – kurvelængdeparameteren i farve-farve diagrammet. Den manglende korrelation med tællesraten kunne skyldes, at udstrålingen ikke er isotrop og variabel, eller at en (varierende) del af energien ikke udsendes i det spektralområde, der måles i. Eller måske er det masseudkastninger fra stjernen, der ødelægger korrelationen. Ingen kender det rigtige svar endnu (van der Klis 2000).



Men den sidste figur kunne tyde på, at der kun er en parameter, der i det væsentlige bestemmer disse frekvenser (og dermed også - via de tidligere omtalte korrelationer til de andre QPO's og knæk i powerspektrene – frekvenserne for disse).

En ide til en sådan parameter kunne være massetilførelsesraten gennem tilvækstskiven. Når der så med døgn's mellemrum ingen korrelation er mellem tællesrate og frekvens, kunne det skyldes, at det kompakte objekt fik tilført masse også uden for tilvækstskiven (fx radial masse opsamling). I så fald ville man forvente, at amplituden af QPO ville aftage med stigende tællesrate – for uændret frekvens, idet den større tællesrate kunne fortolkes som forstærket radiale masse-opsamling, der ikke påvirkede masseopsamlingen via tilvækstskiven. Populært sagt kunne man sige, at amplituden for QPO i så fald ville "drukne" i fotoner hidrørende fra den



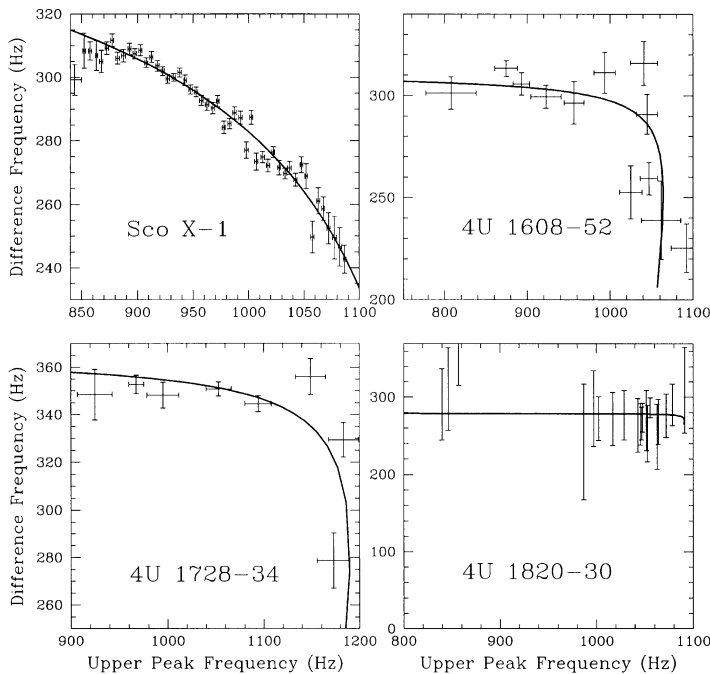
Figur Fejl! Ukendt argument for parameter.: rms-amplituden af QPO på forskellige spor (sml radiale masseopsamling.

Men denne model er næppe rigtig.

Mendez et al. 2001¹¹ undersøgte rms amplituden for QPO på forskellige ”parallelle spor” som vist på fig. 5 øverst – altså amplituden ved vidt forskellige tællerater. Resultatet ses på fig. 6. Figuren viser, at amplituden afhænger af energien af fotonerne, men ikke meget af, hvilket spor, kilden følger – de forskellige punktmarkeringer svarer til forskellige spor med vidt forskellige tællerater. Van der Klis har foreslået, at de forskellige spor svarer til samme værdi af *forholdet* mellem skiveopsamlingsrate og samlet masseopsamlingsrate for kilden (van der Klis 2001¹²)

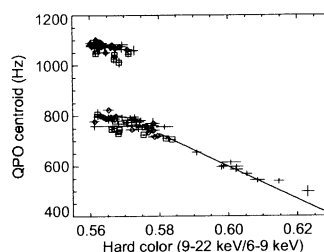
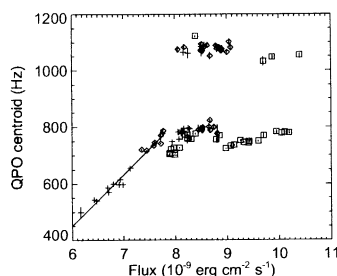
Frekvensforskelle for QPO's og mætningsfænomenet

Lad os mod slutningen i dette afsnit om observationer af QPO-er se på forskellen på frekvenserne for de to QPO, der er set i mange LMXB's. Det viser sig, at denne forskel ikke er konstant – som forventet i de tidlige udgaver af beat-modellerne, se herom senere. Derimod ser der ud til at være en aftagende tendens i forskellen for stigende værdier af frekvenserne. Dette fremgår af den næste figur (fig. 7).



Figur Fejl! Ukendt argument for parameter.: frekvensforskellen som funktion af øvre frekvens QPO (Lamb 2001¹³)

På figur 7 ses forskellen på øvre og nedre QPO kHz-frekvens, som funktion af øvre frekvens. Det fremgår, at der i hvert fald 3 tilfælde er en faldende tendens for frekvensforskellen for de højeste værdier af den øvre frekvens. Den indtegnede fuldt optrukne kurve er en model (sonic-point beat-frequency model). Denne omtales senere i opgaven.



Figur Fejl! Ukendt argument for parameter.: mætningen af frekvenser i QPO's i 4U 1820-30 (P. Kaaret 1999¹⁴)

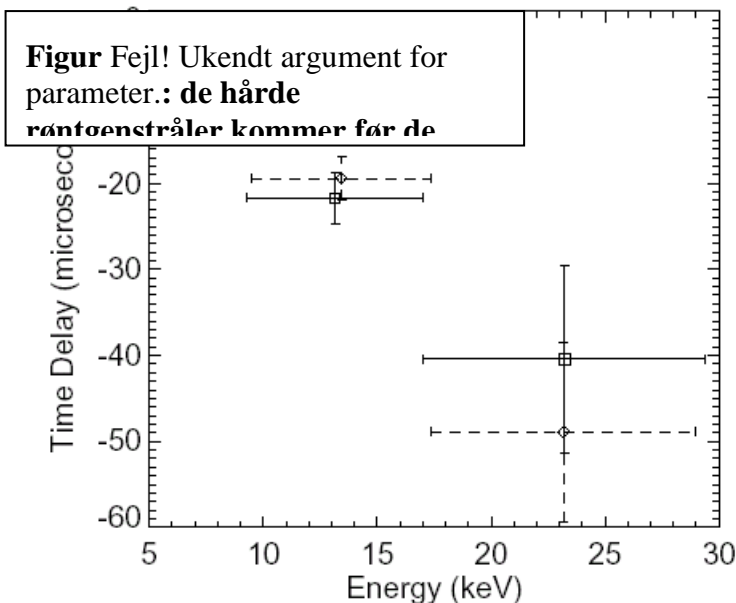
Endelig omtaler vi den observation, der måske viser, at tilvækstskivens inderste del har nået den inderste stabile cirkelbane, ISCO (fig.8). Centerfrekvensen for de to QPO's i kilden 4U 1820-30 mætter ved stigende flux (venstre diagram). Også når spektralfarven hardcolor anvendes som uafhængig parameter, ses mætningen

(højre diagram). Den højeste frekvens for den øverste QPO er ca. 1100 Hz og udlægges i de fleste tilvækst-skivemodeller som Keplerfrekvensen for en cirkelbevægelse et sted i tilvækstskiven. Denne frekvens på 1100 Hz er den maksimale frekvens for cirkelbevægelse i tilvækstskiven (se evt formel (4)). De forskellige plottesymboler indikerer forskellige observationstidspunkter. Af andre forklaringer på dette forløb overvejes fx, at den mindste radius kunne være neutronstjernens radius. Men den høje værdi af $Q = \nu / FWHM$ (hvor FWHM for den øvre kHz QPO) på omkring 30 gør denne mulighed usandsynlig, da Q -værdien kræver stabilitet over ca. 30 baneperioder. Denne vil blive ødelagt af viskøs stress og/eller magnetfelter på neutronstjernens overflade. Derfor konkluderes (P. Kaaret, 1999), at observationerne giver stærk evidens for eksistensen af den marginalt stabile bane. Dog er dette mætningsfænomen ikke observeret i andre LMXB's, selvom QPO's med højere frekvenser er set. Denne LMXB er speciel derved, at det er en dobbeltstjerne med en periode på 11 min i en kugleformet stjernehop NGC 6624, hvor ledsagerstjernen er en ren He-stjerne (Stella, L. 1987¹⁵).

Forsinkelser af de lavenergetiske røntgenfotoner

Det har vist sig, at ikke alle fotoner ankommer til observatøren samtidigt. Jo højere energi, fotonerne har, desto tidligere ankommer de til observatøren. Dette fænomen er set i kHz QPO,s (Kaaret, P., 1999¹⁶), signalet fra den ene binære røntgenpulsar SAX J1808.4-3658 samt i røntgenudbrud, type 1 (Ford, C. F. 1999¹⁷).

På fig. 9 nedenfor ses værdier af disse forsinkelser for to atoll-kilder (Kaaret, P. 1999).



De to kilder er 4U 1636-536 (kvadrater) og 4U 1608-52 (rombe). Forsinkelserne er i forhold til 3,8 – 6,4 keV båndet for den første kilde og i forhold til 3,9 – 6,3 keV for den anden.

Disse forsinkelser findes ved krydspesktalanalyse, idet Fourier-koefficienterne $X_1(j)$ og $X_2(j)$ for tællertidsserierne for forskellige energibånd ved samme frekvens ν_j multipliceres. Herved fås krydspesktrets koefficienter: $C(j) = X_1^*(j) X_2(j)$.

Faseforsinkelsen mellem de to energibånd findes så som argumentet af C . Denne faseforsinkelse omsættes til en tid ved at benytte (middel-)centerfrekvensen for QPO.

Forklaringen på, at de højenergetiske fotoner kommer tidligere end de lavenergetiske, kan være flere. Fx er et forslag, at højenergetiske fotoner "Comptoniseres" ved at passere gennem en atmosfære af relativt kold elektrongas, der kunne befinde sig i området med radiale indfald af gas mod neutronstjernen - altså uden for tilvækstskiven. Herved forsinkes disse fotoner, samtidig med, at de mister energi ved sammenstød med elektronerne.

Et andet forslag er, at disse forsinkelser skyldes Doppler-forskydning af fotoners bølgelængde som følge af rotation i tilvækstskiven eller neutronstjernen.

Ford 1999 analyserer faseforsinkelserne i oscillationerne i et røntgenudbrud i kilden Aql X-1. Herved finder han, at fotonerne i energiområdet 3,5 – 5,7 keV er forsinkede med fase 1 radian i forhold til højenergifotonerne (energi større end 5,7 keV). En simpel model for Dopplerforskydningen, hvor neutronstjernens overfladehastighed benyttes i modelleringen, giver god kvantitativ overensstemmelse med måledata.

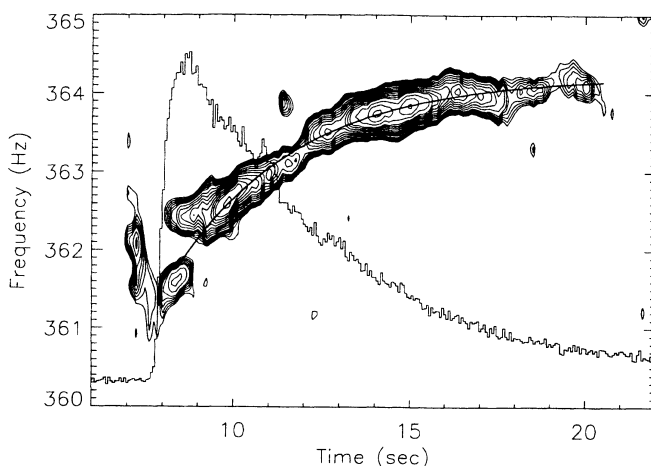
Som rotationsfrekvens benyttes oscillationsfrekvensen i røntgenstrålingen, nemlig 549,7 Hz, der antages at være det dobbelte af neutronstjernens rotationsfrekvens. Når "hotspotten" roterer ind i iagttagerens synsfelt, bevæger den sig med stor fart mod iagttageren (mere end 10% af lyshastigheden, afhængig af neutronstjernens radius). Herved blåforskydes fotonerne kraftigt. Lige før hotspotten forsvinder ud af syne, rødforskydes de af hotspotten udsendte fotoner kraftigt. Den samlede virkning er, at der en skabes tidsforskydning mellem de blåforskudte (hårde) og de rødforskudte (bløde) fotoner.

Dette åbner muligheden for – såfremt rotationsfortolkningen viser sig at være korrekt – at måle rotationshastigheder for neutronstjernen og måske rotationshastigheder i tilvækstskiven.

Tælleraterne i energispektrene skal dog være højere, hvis nøjagtige rotationsfrekvenser skal kunne udledes af måledata med denne model.

Observationer af kHz-oscillationer under røntgenstråle-udbrud

Som det fremgår af tabel 1, er der observeret periodiske variationer i røntgen-tælleraten under de såkaldte type1 røntgen-udbrud i flere atoll-kilder. I tabel 1 betegnes frekvensen for denne ν_{burst} . Pt. kendes 6 kilder med denne type udbrud. Som et eksempel på røntgenspektret fra et sådant udbrud ses nedenfor udbruddet fra kilden 4U 1728-34.



Figur Fejl! Ukendt argument for parameter.: røntgenudbrud i kilden 4U 1728-34
(Swank 1999¹⁸)

Intensiteten af udbruddet (tælleraten) vokser i ca. 1 sekund, hvorefter den aftager eksponentielt over en periode på nogle få gange 10 sek.

Hvad der ikke umiddelbart fremgår af grafen for denne tællerate, er de hurtige variationer, denne udviser.

Frekvensanalysen af udbrudsprofilen er indtegnet på samme figur, med de tilhørende frekvenser. Det ses, at frekvensen af denne hurtige variation før udbruddet er aftagende, men efter udbruddet asymptotisk nærmer sig 364 Hz.

Tællerate-tidskurven tolkes af mange som evidens for en termonuklear eksplosion på neutronstjernens overflade. I løbet af det første sekund breder forbrændingsfronten sig fra et relativt lille område på overfladen til hele overfladen, og derefter afkøles forbrændingsprodukterne. Under udbruddet er den udløste energi 10^{39-40} erg. I nogle kilder og udbrud overskrides Eddingtongrænsen, og de atmosfæriske lag på neutronstjernen løftes 10 – 100 km (van der Klis 2000), efterfulgt af en gradvis kontraktion. Disse udbrud betegnes radius ekspansions-udbrud. Denne ekspansion bevirker ifølge denne model, at et overfladelag løfter sig fra stjernen. Som følge af impulsbevarelse for dette lag vil rotationsfrekvensen sænkes under ekspansionsfasen, og

derefter igen vokse under kontraktionsfasen. Det er denne sidste del af forløbet, man ser på frekvensspektret på fig. 10. Den asymptotiske frekvens er derfor selve neutronstjernens rotationsfrekvens ifølge denne model. Den beskedne frekvensændring vist på fig. 10 kræver dog blot, at overfladelaget (photosfæren) løftes 10 – 20 m, før det igen falder ned på stjernens overflade. Størrelsen af det emitterende område kan vurderes ud fra relationen

$$L = \sigma \cdot T^4 \cdot \Delta A$$

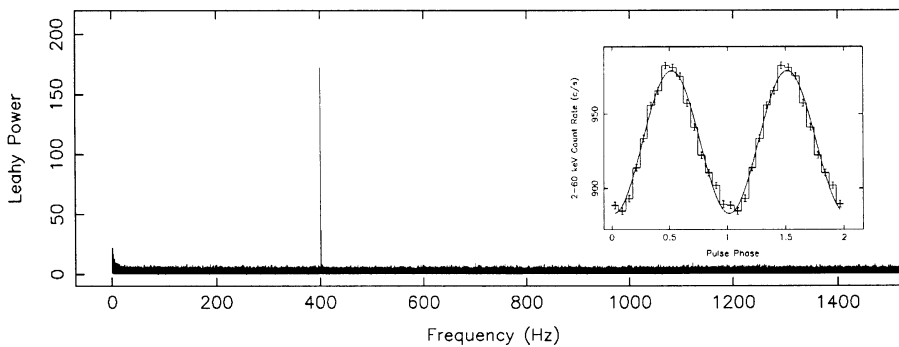
Her findes L ud fra den målte flux, sammenholdt med stråle-geometrien i en Schwarzhild-geometri omkring neutronstjernen og en antagelse om placeringen af det emitterende område i forhold til iagttageren. Dette kræver dog også, at afstanden til kilden er kendt – og ofte er disse afstande ikke så godt kendte, jvf. tidligere kommentar. Temperaturen T af det emitterende område vurderes ud fra det målte røntgenspektrum. Se fx Strohmayer 97¹⁹, hvor flere udbrud i kilden 4U 1728-34 modelleres. Især den tidlige tællerate i den stigende flux analyseres. Her observeres en kraftigt 363 Hz variation i fluxen, med en rms amplitude på ca. 40%. Når fluxen når sit maksimum, forsvinder denne hurtige variation – som det måtte forventes, når forbrændingen har bredt sig til hele stjernens overflade. Analysen viser, at det er muligt at modellere fænomenet ved antagelsen, at denne variation skyldes neutronstjernens rotation. Desuden viser de analyserede udbrud, at disse næppe begynder samme sted, idet et af de fire analyserede udbrud ikke viser tegn på nogen hurtig variation. Synligheden af ”hotspotten” er stærkt afhængig af placeringen i forhold til observatøren. En af konklusionerne er, at den stærke amplitude for oscillationen allerede 0,25 s inde i udbruddet gør det vanskeligt at tro på en model, hvor oscillationen skyldes stjernens egne (overflade-)svingninger, idet denne svingning kun har meget kort tid til at nå den kraftige amplitude. I nogle kilder når svingningen i denne tidlige fase en rms amplitude på hele 70%.

Hvis udbruddet påbegyndes to steder på stjerneoverfladen, der er adskilt med $\frac{1}{2}$ rotationsperiode, fx de to magnetiske poler, vil modulationsfrekvensen i røntgenstrålingen være det dobbelte af den egentlige rotationsfrekvens for stjernen. I kilden 4U 1728-34 tyder de forskellige udbruds forskelligheder dog ikke på, at udbruddene sker fra samme sted på overfladen, jvf. kommentar ovenfor.

Også i den aftagende ”hale” af røntgenudbruddet kan undertiden ses hurtige oscillationer. Det betyder, at afkølingen ikke foregår homogent på overfladen af stjernen, således at der er områder, der er varmere end andre også i denne fase af udbruddet.

Observation af en millisekund røntgenpulsar med masseopsamling

Den eneste millisekund binære røntgenpulsar pt er SAX J1808.4-3658. Denne blev opdaget i et powerspektrum d. 11 april 1998, se fx Wijnards, R., 1998²⁰. Det var igen RXTE, der opdagede dette længe eftersøgte binære system. Plusfrekvensen er 401 Hz. Powerspektret ses på fig. 11 nedenfor.



Dette er den første pulsar, der har vist type 1 røntgenudbrud – hvis ellers denne kilde er den samme som blev set på samme position i september 1996, hvor der blev observeret 2 røntgenudbrud. Det blev

Figur Fejl! Ukendt argument for parameter.: opdagelses-spektret og puls-profil for ms-pulsaren SAX J1808.4-3658

indtil opdagelsen af denne ms-pulsar betragtet som en umulighed at en ms-pulsar kunne udvise denne type udbrud.

Radialhastighedskurven for denne pulsar viser, at de to stjerner i det binære system kredser om hinanden på 2 timer, og med en massefunktion²¹ på blot $3,8 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ (solmasse). Ledsagerstjernen har derfor enten en meget lille masse, eller også er baneplanet næsten vinkelret på synslinien. Ved undersøgelsen af pulsationernes energiahængighed viste det sig, at fotonerne ved de højere energier ankom til jorden tidligere end ved de lavere energier. Disse forsinkelser kan skyldes Dopplerforskydninger af strålingen i pulsarens "hotspots" hvor højenergi-fotoner udsendes tidligere i rotationscyklen når "hotspotten" bevæger sig mod iagttageren, jf. modellen for rotation af en "hotspot" i forbindelse med termonukleare eksplosioner ovenfor.

En så hurtigt roterende neutronstjerne kan ikke have et særlig stærkt magnetfelt. I modsat fald vil magnetosfærens radius r_M være så stor, at centrifugalkraften i denne afstand vil bevirke, at stof, der følger stjernens rotation i afstanden r_M , vil blive slynget bort. Denne begrænsning bevirker, at r_M må være mindre end 31 km, og at magnetfeltet ved de magnetiske poler "kun" er $2 - 6 \cdot 10^8$ G. Med disse egenskaber (periode og B -felt) har den samme værdier som de kendte millisekund radiopulsarer. Denne pulsar er formodentlig en kommende radiopulsar. Spektrale karakteristika er som andre LMXB med lav masse-opsamling. Det ville derfor være overordentlig interessant, hvis et type 1 røntgenudbrud (termonuklear eksplosion) skete på denne pulsar – og om 401 Hz-perioden viste sig i udbrudsspektret.

Modeller for kHz QPO

Beat-frekvensmodeller for kHz-QPO

Disse modeller har deres navn efter den såkaldte magnetiske beat-frequency model, der oprindeligt blev udviklet for at forklare de lavfrekvente HBO's i Z-kilder (Alpar & Shaham 1985²², Lamb et al. 1985²³) Denne model blev også foreslået som forklaring på kHz QPO's, men kan næppe forklare systematikken i observationerne, fx at der er to kHz QPO's. (Miller, Lamb og Psaltis 1998²⁴). Modellerne udspringer af observationerne, der er ses i tabel 1, eller i tabel 3 nedenfor. For de to atoll-kilder 4U 1702-43 og 4U 1728-34 er den maksimale værdi af frekvensforskellen mellem øvre QPO og nedre QPO tæt på burstfrekvensen ν_{burst} . Idet burstfrekvensen (eller halvdelen af denne) identificeres med neutronstjernens rotationsfrekvens, er det nærliggende at stjernens rotationsfrekvens (også kaldet spinfrekvensen ν_{spin}) direkte afspejler denne frekvensforskel.

Tabel 3: sammenligning af kHz QPO frekvenser med burst-frekvenser

Source	Highest ν_{burst} (Hz)	Highest $\Delta\nu$ (Hz)	Ratio ($\nu_{burst}/\Delta\nu$)	Discrepancy (%)
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	525.08 ± 0.18	260 ± 10	2.020 ± 0.078	$+1.0 \pm 3.8$
Aql X-1	548.9	241 ± 9^1	2.28 ± 0.09^1	$+14 \pm 5^1$
4U 1636–53	581.75 ± 0.13	254 ± 5	2.29 ± 0.04	$+15 \pm 2$

**Tabel 3:
Sammenligning
af burstfrekven-
ser med forskel
på QPO-frekven-
ser**

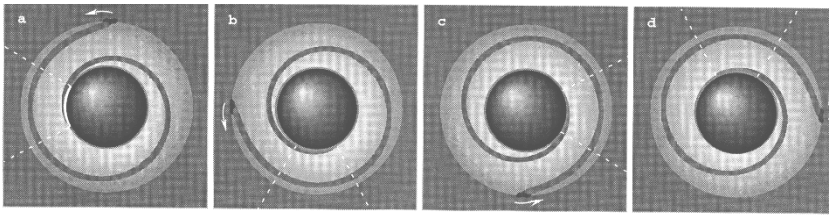
I de første modeller var frekvensforskellen simpelthen lig med spinfrekvensen, som identificeres med burstfrekvensen eller halvdelen af denne. Frekvensforskellen er dog normalt (lidt) mindre end spinfrekvensen, når modellen undersøges nærmere, se beskrivelsen for SPBF-modellen nedenfor.

Lyd-punkt beat-frekvens model (SPBF)

Den højeste QPO stammer i denne model, der kaldes SPBF (sonic-point beat-frequency), fra Keplerbevægelse i en tilvækstskive i given afstand fra neutronstjernen. Denne afstand er mindre end den magnetosfæriske radius. Alligevel er der en tilvækstskive inden for denne afstand p.g.a. det relative svage magnetfelt. Klumper af stof i tilvækstskiven (frembragt ved fx magnetisk turbulens, termisk instabilitet eller Kelvin-Helmholtz instabilitet) kredser i tilvækstskiven ved Keplerfrekvensen givet ved formel (2). Radius r_S i den bane, hvorfra gassen i klumperne falder hurtigt mod neutronstjernen, kaldes lyd-radius. Ved denne afstand fra stjernen er den radiale hastighed af gassen, der lækker ud af klumperne, større end lydhastigheden i gassen (gassen bliver supersonisk). Og gassen falder herefter hurtigt mod neutronstjernen. Årsagen til dette skift er strålingstrykket fra fotonerne, der stammer fra det stærke strålingsfelt omkring neutronstjernen. Denne stråling giver foruden en radial, udadrettet kraft på tilvækstskiven også en azimutal kraft, der bremser gassens cirkelbevægelse. Fotonerne optager en del af gassens impulsmoment. Dette sker inden for en ganske lille ændring af den radiale afstand. Keplerbevægelse i denne afstand giver (se dog nedenfor) frekvensen af den øverste QPO-top i frekvensspektret.

Radius r_S bestemmes af to modsatrettede kræfter, nemlig masseopsamlingsraten gennem tilvækstskiven, der giver en indadrettet kraft, og strålingstrykket fra fotonerne, der kommer fra neutronstjernen og giver en udadrettet kraft. Ved stigende masseopsamlingsrater vil r_S blive mindre. Herved vokser Keplerfrekvensen, formel (2).

Inden for afstanden r_S bliver overfladetætheden i tilvækstskiven meget mindre p.g.a. den hastigt voksende radiale hastighed. Røntgenstrålingen opstår, når gassen herefter styrter ned på neutronstjernen. Fig. 12 illustrerer, hvordan denne faldende gas giver en lysende plet på stjernens overflade, og denne bevæger sig rundt om neutronstjernens ækvator (forudsat at tilvækstskivens plan også er ækvatorplanet) med samme frekvens som Keplerfrekvensen i den bane, hvor gasklumperne cirkulerer. I virkeligheden (i denne model!) må man forestille sig, at mange gasklumper sender gas ned på stjernens overflade og skaber et roterende mønster af lysende pletter langs ækvator.



Figur 12: den faldende gas giver en lysende plet på neutronstjernens overflade – denne plet roterer med Keplerfrekvensen for stofklumpen

Dette giver en periodisk variation i lysstyrken set fra en retning, der ikke er vinkelret på tilvækstskivens plan. Og dermed i denne model den højeste frekvens af de to QPO's.

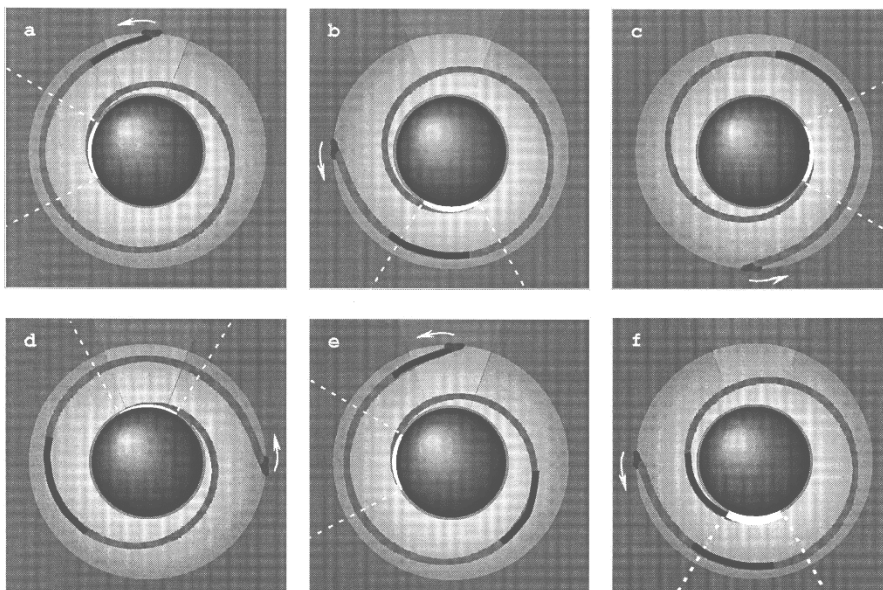
Kohærensens (eller kvalitetsfaktoren, altså toppens centerfrekvens delt med FWHM) i denne top i frekvensspektret kan være op til 100 og det skyldes bl.a., at Keplerfrekvenserne for de roterende stofklumper er næsten ens (kun lille radius-variation). Klumpen holder til omkring 100 ture omkring stjernen. Den høje Q -værdi må også betyde, at den faldende gas følger baner, der - på nær en drejning med centrum i neutronstjernens centrum og i tilvækstskivens plan - er meget ens.

Det skal dog bemærkes, at beskrivelsen ovenfor ikke tager højde for, hvad der sker, når (eller hvis) lydradius presses helt ind til ISCO, den mindste cirkelbane, hvor stabil cirkelbevægelse kan foregå. Dette er et fænomen, der ikke optræder i Newtons fysik, men er en konsekvens af Einsteins almene relativitetsteori i tilfældet med stærke gravitationsfelter.

Når lydradius når ind til denne radius, vil stofklumperne af sig selv (altså uden yderligere tab af impulsmoment) kunne falde ned på neutronstjernen. Frekvensen af den roterende lysende plet på neutronstjernen er nu bestemt ved formel (4). Uanset hvor meget masseopsamlingsraten gennem tilvækstskiven stiger, vil denne bane ligge fast, og frekvensen af den øverste QPO ligeledes. Det er formodentlig, hvad der er set i 4U 1820-30 kilden, hvis vi fortolker figuren inden for SPBF-modellen. Se fig. 8. Hvis denne fortolkning holder stik, vil massen af neutronstjernen kunne findes ved hjælp af formel (4), hvor den maksimale frekvens på ca. 1100 Hz indsættes. Massen bliver herved $2,0 M_{\odot}$ (solmasse). Tages hensyn til rotationen af neutronstjernen, som formodes at have en frekvens omkring den maksimale forskel på de to QPO, bliver massen $2,15 M_{\odot}$, se nedenfor.

Men hvordan opstår nu den lavere kHz QPO i denne model?

Dette er illustreret på figur 13 nedenfor. Under faldet gennem tilvækstskiven vil noget af gassen inden for den magnetosfæriske radius spredes ud af tilvækstskiven p.g.a. magnetfeltet. Denne gas vil følge de magnetiske feltlinier og lande på neutronstjernen ved de to magnetiske poler. Her vil opstå to "hotspots", der roterer med neutronstjernen. Disse hotspots vil periodisk forstærke strå-



lingstrykket på klumperne, der cirkulerer i afstanden r_s . Og derved bevirke, at endnu mere gas vil bremses og påbegynde faldet mod neutronstjernen. Med en periodisk forstærkning af røntgenfluxen fra neutronstjernen til følge. Denne periode er den såkaldte beatperiode.

Figur 13: dannelsen af beatfrekvensen i SPBF-modellen. På figuren er neutronstjernen i hvile, vi ser altså begivenhederne fra et system, der roterer med neutronstjernen.

(fra Miller, Lamb og Psaltis 1998²⁰)

Frekvensen af denne er $v_{\text{Kepler}} - v_{\text{spin}}$, hvis neutronstjernen roterer *med* som stoffet i tilvækstskiven (og i modsat fald ved frekvensen $v_{\text{Kepler}} + v_{\text{spin}}$). På fig. 13 a ses en klump, der befinder sig i forstærket røntgenlys fra en af neutronstjernens magnetiske poler. Her forstærkes strålingsopbremsningen på gassen i klumpen, og mere gas falder mod stjernen. På figurene er neutronstjernen i hvile, og klumpen roterer med frekvensen $v_{\text{Kepler}} - v_{\text{spin}}$. Når klumpen efter en tur rundt (fig 11e) atter er i røntgenlyset fra den samme magnetiske pol, og igen forstærkes strålingsopbremsningen på gassen i klumpen. Hvis ellers faldtiderne for gassen er den samme, vil røntgenstrålingen fra stjernen forstærkes med den frekvens, som klumpen roterer med i forhold til neutronstjernen, altså $v_{\text{Kepler}} - v_{\text{spin}}$. Dette er den såkaldte beatfrekvens, altså

$$(6) \quad v_{\text{beat}} = v_{\text{Kepler}} - v_{\text{spin}}$$

Varierende frekvensforskelle: konsekvenser for masse og radius

Således skulle forskellen på de to centerfrekvenser for kHz-QPO-erne have en differens, der er neutronstjernens rotationsfrekvens. Men dette forudsætter, at faldtiderne og azimutalvinklen for alle gasbanerne (se fig. 13) er de samme. Men det er de ikke, som det fremgår af tabellen ovenfor – heller ikke hvis vi accepterer at dele burstfrekvensen med 2 i de tre tilfælde med de højeste burstfrekvenser. En forklaring på nogle af disse uoverensstemmelser er givet i følgende model: burstfrekvensen og frekvensforskellen på de to kHz-QPO's forventes ikke at være ens, hvis r_s formindskes under observationen (Lamb & Miller¹³). Den laveste observerede frekvens i kHz-QPO vil være lidt højere end beat-frekvensen (6), idet faldtiden for gas gradvist formindskes, når r_s formindskes. Herved vil tiden mellem to røntgenstrålemaxima fra neutronstjernen formindskes, og frekvensen forøges. Tilsvarende vil den observerede frekvens for QPO-en med den høje frekvens formindskes, idet azimutalvinkeltilvæksten i gasbanerne gradvis(!) formindskes. Herved ses de lysende pletter avancere langsommere på neutronstjernens overflade og den observerede frekvens (antal omløb pr. tid) formindskes. Modelberegningen viser, at den formindskede faldtid kun ændrer frekvenserne med halvdelen af, hvad ændringen i azimutalvinkeltilvæksten gør. Derfor vil den højeste observerede frekvens formindskes, og den laveste forøges, således at frekvensforskellen formindskes – som også observationerne viser, se fig. 7.

På denne figur er også indtegnet modelberegningen fra ref. 13. Der er tale om en fitning til de observerede frekvensforskelle med bl.a. en parameter for bremse-kraftmomentet pr. masseenhed af gassen. De øvrige parametre er M (massen af stjernen) og spin-frekvensen, der i nogen tilfælde antages kendt fra udbrudsdata (burstfrekvens eller halvdelen af denne). Best-fit-parametrene giver masser mellem 1,59 solmasser og 2,0 solmasser (denne sidste er faktisk antaget i simulationen ud fra formel (4) for kilden 4U 1820-30, de to resterende parametre giver et best fit med spinfrekvens 279 Hz, tæt på den observerede forskel på QPO-frekvenserne). Geometrien, som gasbevægelserne

foregår i, er i denne simulation Schwarzschild-geometrien, der ikke tager hensyn til stjernens rotation. En fuld relativistisk modellering af 4U 1820-30 med en moderne tilstandsligning for neutronstjernestoffet (Akmal et al. 1998²⁵) giver en masse på 2,15 solmasser og en radius for stjernen på 10,4 km, samt en ISCO-radius på 17,8 km ved rotationsfrekvensen 290 Hz.

Keplerbevægelse: konsekvenser for masse, radius og EOS

Når den højeste frekvens for QPO fortolkes som en Keplerfrekvens, har det konsekvenser for størrelsen af neutronstjernen og neutronstjernens masse ved en given rotationsfrekvens.

- (a) neutronstjernen må være mindre end den radius, hvor Keplerbevægelsen foregår. Benytter vi udtrykket (2), og isolerer Keplerradius, finder vi:

$$(7) \quad R < \sqrt[3]{\frac{G \cdot M}{4\pi^2 \cdot \nu^2}}$$

- (b) radius i Keplerbevægelsen må være større end radius i ISCO, den inderste stabile cirkelbane, se formel (4):

$$(8) \quad 6 \frac{GM}{c^2} < \sqrt[3]{\frac{G \cdot M}{4\pi^2 \cdot \nu^2}} \quad \text{hvoraf} \quad M < \frac{c^3}{G \cdot \nu \cdot 2\pi \cdot 6\sqrt{6}}$$

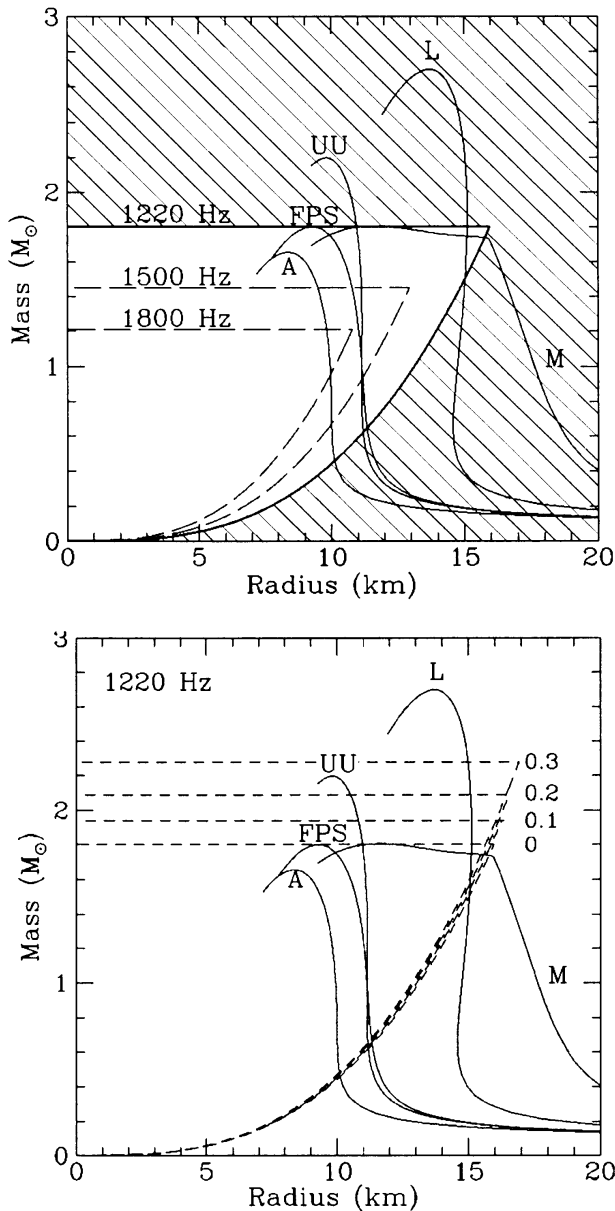
Indsætter vi fx frekvensen 1220 Hz i disse ligninger (de højeste observerede frekvenser i kHz QPO kan ses i tabel 1, og er i flere tilfælde større end denne frekvens):

Af (7) fås

$$(7.1) \quad M > 1,45M_{\odot} \cdot \left(\frac{R}{15\text{km}}\right)^3 \cdot \left(\frac{\nu}{1220\text{Hz}}\right)^2$$

hvor (8) giver

$$(8.1) \quad M < 1,80M_{\odot} \cdot \frac{1220\text{Hz}}{\nu}$$



Figur 14: begrænsninger på mulige EOS's fra Keplerfrekvensen i kHz QPO (van der Klis 2000)

Begge disse grænser kan benyttes til at – i det mindste – indskrænke gyldighedsområdet for en række tilstandsligninger (EOS), som det fremgår af figuren nedenfor (fig. 14).

Tilstandsligningerne giver en sammenhæng mellem stjernemodellens masse og radius. De ”hårde” tilstandsligninger, hvor trykket vokser med en høj potens af tætheden, giver de store neutronstjerner, idet der i disse kræves et mindre tæthed for at give det nødvendige tryk til at modstå gravitationen. Herved bliver – for en given masse – stjernens radius større i disse modeller. De begrænsninger, der følger af ulighederne (7.1) og (8.1) med frekvensen 1220 Hz indsat, er indtegnede på fig. 14 øverste del, og de forbudte områder er skraverede. Der er dog ingen af tilstandsligningerne, der helt kan udelukkes på baggrund af en observeret frekvens på 1220 Hz. Men det mulige masse- og radiusområde for fx den hårde tilstandsligning L bliver stærkt begrænset.

Disse begrænsninger tager ikke hensyn til stjernens rotation. Skal det gøres, kræves kendskab til stjernernes rotationsfrekvenser og stjernernes struktur. Herved bliver begrænsningerne fra (7.1) og (8.1) ikke så snærende, som det fremgår af det nederste diagram på fig. 12, hvor

begrænsninger i (R, M) -planen på tilsvarende måde er indtegnede til første orden i j , som er stjernens specifikke impulsmoment, i enheder af GM/c . Denne er naturligvis en funktion af stjernens rotationsfrekvens, for en given tilstandsligning, således at den øvre grænse for j på 0,3 dækker det ”observerede” frekvensområde fra omkring 240 Hz til 360 Hz (såfremt de observerede værdier af frekvensforskellen mellem de to QPO svarer nogenlunde til stjernens rotationsfrekvens). Til 1. orden er disse begrænsninger alene en funktion af j – men skal j oversættes til en rotationsfrekvens, kan man ikke undgå at komme ind på stjernemodellen og dermed tilstandsligningen. Det fremgår, at rotationen tillader større stjernemasser, som man i en Newtonsk gravitationsmodel også ville forvente, da centrifugalkræfter ”svækker” gravitationskraften.

Med den højeste frekvens for QPO på 1329 Hz (kilden 4U 0614+09), sætter formlerne ovenfor begrænsningerne $M < 1,65$ solmasse, $R < 14,7$ km. Antages, at stjernen roterer med frekvensen 312 Hz (forskellen på de to frekvenser for QPO), ”løsnes” begrænsningerne til $M < 1,9$ solmasse og $R < 15,2$ km (van der Klis 2000).

Det skal bemærkes, at alle modeller, der fortolker frekvensen af en de to QPO's som en Keplerfrekvens, vil kunne give tilsvarende begrænsninger på radier og masser (samt EOS) som nævnt ovenfor.

Tilvækstskivemodeller for kHz-QPO

RPM-modellen

I denne *relativistiske præcessionsmodel* (RPM) er det alene tilvækstskiven, der er ansvarlig for alle QPO's. Dette gør den attraktiv, hvis man vil have en model, der kan benyttes også på sorte huller. Og som allerede nævnt er der observeret højfrekvente oscillationer i nu 2 sorthulkandidater^{10,11}. Hvis det viser sig, at disse QPO's har lignende egenskaber som er beskrevet ovenfor for LMXB-QPO's, vil modeller som den relativistiske præcessionsmodel eller andre modeller, der alene forklarer QPO's ved hjælp af tilvækstskiver, komme i focus. I disse modeller er der ingen eller kun ringe sammenhæng mellem neutronstjernens rotationsfrekvens og frekvensforskellen på QPO's. En sådan sammenhæng er så enten tilfældig eller må forklares på anden måde.

I den relativistiske præcessionsmodel (Morsink, Stella 1999², Stella og Vietri 1998²⁶) forudsiges tre frekvenser, der alle vedrører de samme baner - placeret ved den indre kant af tilvækstskiven - for gassens bevægelse omkring det kompakte objekt (neutronstjerne, sort hul). Banen forudsættes at have en hældning i forhold til ækvatorplanet for det kompakte objekt, og at være excentrisk. Den højeste frekvens ν_{Kepler} er Keplerfrekvensen for en sådan bane omkring det kompakte objekt, den næsthøjeste QPO-frekvens $\nu_{\text{periastron}}$ identificeres med frekvensen for den relativistisk periastron præcession (sammenlign med Merkurs periheldrejning), og endelig forudsiges en lavfrekvent oscillation med frekvensen $\nu_{\text{LT,nod}}$ af en baneplans-rokken for banen ("framedragging" - de lokale inertialsystemer trækkes med rundt af neutronstjernens eller det sorte hulls rotation). Baneplanets "normalvektor" præcesserer omkring symmetriaksen for det kompakte objekt med ovennævnte frekvens. Processen kaldes Lense-Thirring-præcession. Alle "effekter" er således alene knyttet til fri bevægelse i gravitationsfeltet omkring neutronstjernen - ingen tilvækstskive-gasegenskaber har betydning for disse frekvenser.

I laveste orden giver den relativistiske præcessionsmodel følgende udtryk for de tre frekvenser udtrykt i Schwarzhild-koordinater (formel (11) udledes i Kerr-mertikken, Boyer-Lindquist-koor.):

$$(9) \quad \nu_{\text{Kepler}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \quad \text{Keplerfrekvensen for næsten cirkulære baner}$$

$$(10) \quad \Delta\nu = \nu_{\text{radial}} = \nu_{\text{Kepler}} \cdot \sqrt{1 - \frac{6GM}{c^2 \cdot r}} \quad \text{Frekvensen for radiale variationer for små excentriciteter } e$$

$$(11) \quad \nu_{\text{LT,nod}} = 8\pi^2 \frac{I}{M} \cdot \nu_{\text{spin}} \cdot \nu_{\text{Kepler}}^2 \cdot (1 - e^2)^{-3/2} \quad \text{Lense-Thirring-frekvensen}$$

Det sidste udtryk gælder kun til første orden i det specifikke impulsmoment $a = 2\pi\nu_{\text{spin}} \cdot \frac{I}{M}$ for neutronstjernen. Her er I inertimomentet for stjernen, der igen afhænger af stjernens struktur og dermed af EOS.

Periastron-præcessionsfrekvensen (som identificeres med den lavere kHz QPO) er givet ved

$$(12) \quad v_{\text{periastron}} = v_{\text{Kepler}} - v_{\text{radial}}$$

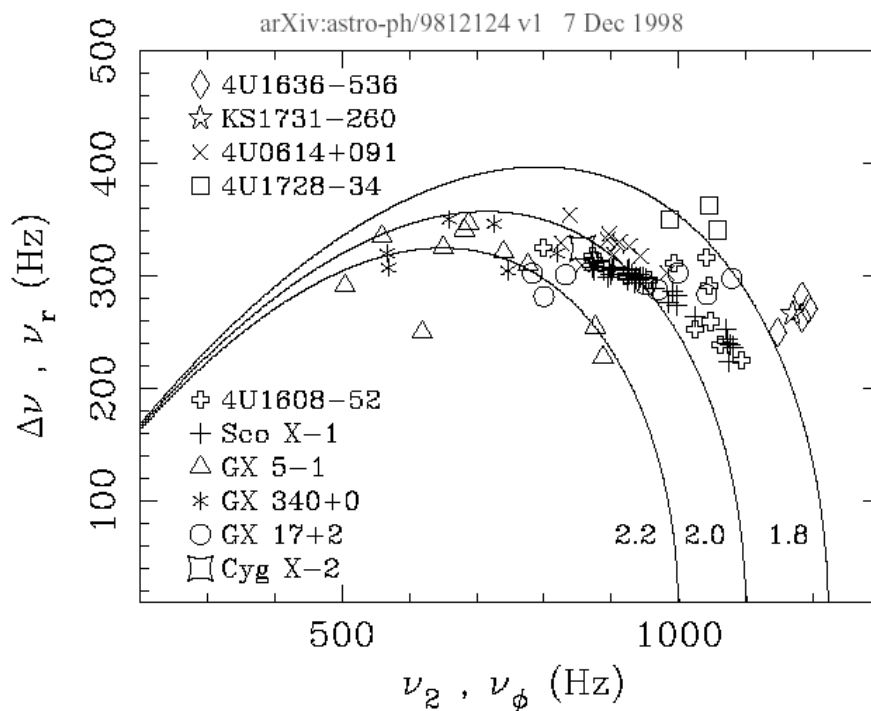
Herved bliver frekvensforskellen $\Delta\nu$ givet ved udtrykket (10).

Variationen i lysstyrken i denne model kan for periastronfrekvensens vedkommende ske ved, at de selvlysende(!) klumper gas i den inderste del af tilvækstskiven udsender forskellige mængder røntgenlys i iagttagerens retning som følge af fx Doppler-beaming (blåforskydning), der er kraftigst, når klumpen er i periastron og hastigheden er tættest på synslinien, eller at klumperne delvis skygger for strålingen fra neutronstjernens centrale dele, når periastron er tættest på iagttageren.

De to udtryk (9) og (10) indeholder kun massen som fri parameter.

Sammenligning med måledata

På fig. 15 neden for ses de observerede frekvensforskelle på de to QPO-frekvenser plottet mod frekvensen af den højeste af de to frekvenser. De tilsvarende grafer for modeller med masser mellem 1,8 til 2,2 solmasser er ligeledes indtegnede.



Figur 15:
sammenligning
mellem QPO-fre-
kvensforskelle i
måledata og RPM

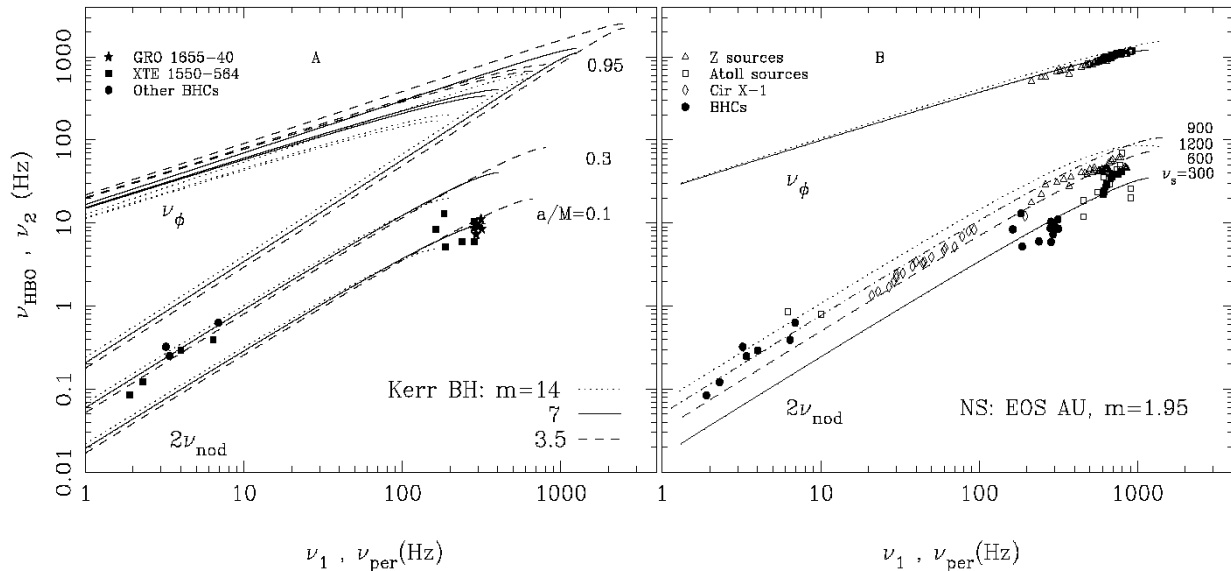
Som det ses, er overensstemmelsen ikke så tosset. Den faldende tendens fra observationerne er reproduceret, men der forudsiges også, at frekvensforskellen skal formindskes ved lavere værdier af den højeste frekvens for QPO's. Denne tendens er dog ikke at spore i måledata.

Stella og Vietri 1999

forsøger med samme model at tillade endelige værdier af baneexcentriciteten (og periastronafstanden) med henblik på at reproducere måledata for Sco-X1. Herved må formlerne (9) og (10) erstattes med mere komplicerede formler, og der opnås et langt bedre fit til måledata. Massen af modellen bliver 1,90 solmasser, og periastronafstanden $6,25 M$ (hvor ISCO er $6 M$). Antages en spindelfrekvens på 300 Hz, og en tilstandsligning af de mest "hårde" (nemlig L på fig 14), opnås et endnu bedre fit, når massen er 1,94 solmasser, periastronafstanden $6,18 M$. Men indflydelsen fra rotationen på modelparametrene er altså ikke stor – og derved kan modellen ikke fortælle ret meget om stjernens rotation, i modsætning til SPBF-modellen. Denne masse og tilhørende radius på ca. 15 km er lige på grænsen af det tilladte som det fremgår af fig. 14 nederst.

Modellens frekvenser er stærkt afhængige af generel relativitetsteori i grænsen for stærke tyngdefelter – og kan således, hvis den ellers er korrekt – give oplysninger om netop dette.

Modellen udtaler sig også om lavfrekvente QPO's, nemlig Lense-Thirring frekvensen (11). Dette udtryk indeholder direkte stjernens rotationsfrekvens, men også modellens specifikke inertimoment, der er modelafhængigt. Disse lavfrekvente QPO's er for en lang række kilder vist på fig.3, som funktion af den lavere 'kHz'-QPO. For Z-kilder er det kun HBO's der er afsat.



Figur 16: korrelationer mellem QPO's i neutronstjerner og sorte huller og RPM-beregninger (Stella, Vietri, Morsink 1999²⁷)

Som det fremgår af diagrammerne på fig.16 ovenfor, kan den relativistiske præcessionsmodel tilsyneladende forklare korrelationer mellem QPO's og støjfrekvenser (undertiden kaldet PBV korrelationer, efter Psaltis, D., Belloni, T., van der Klis 1999⁸) over 3 dekader i frekvens! Det skal dog bemærkes, at det ikke er Lense-Thirring-modellens frekvens (formel (11)), men det *dobbelte* af denne, der tilsyneladende bedst korrelerer med de lavfrekvente QPO og støjfrekvenser. Godtager man dette, kan modellen give et bud på modellens rotationsfrekvens, der jo indgår i (11). Ligeledes kan modellen give en værdi for de sorte hullers dimensionsløse rotationsparameter, der er begrænset til intervallet mellem 0 og 1. Det skal nævnes, at modellen kræver en relativt "hård" tilstandsligning og forholdsvis høje masser for neutronstjerne, massen i den på fig. 16 benyttede neutronstjerne-model er 1,95 solmasser, men også høje spin-frekvenser, fra 300 – 900 Hz. Denne sammenhæng kan forklares ved, at den pågældende model kan opsamle 0,3 – 0,4 solmasse fra sin ledsagerstjerne og ved det således tilførte impulsmoment blive "speedet op" til den høje rotationsfrekvens. Modellen giver naturligvis også to "højfrekvente" QPO for sorte huller, og disse kan sammenlignes med de nu målte i de to kendte tilfælde^{10,11}.

Uafklarede punkter

Modellens forklaring på frekvenskorrelationerne over 3 dekader styrker naturligvis dens troværdighed, men der er dog en række uafklarede punkter, som fx (van der Klis 2000)

- Det er ikke klart, hvordan excentriske og præcesserende baner kan overleve i miljøet ved den indre rand af tilvækstskiven

- Det er ikke særlig klart, hvordan fluxvariationerne fremkommer, dog er forslag til disse nævnt ovenfor
- Det er ubesvaret, hvordan de store frekvensvariationer, der karakteriserer kHz QPO's ved stigende masseopsamlingsrate, fremkommer
- Modellens relation til burst-frekvensen er ikke klar
- Grunden til, at det er den dobbelte Lense-Thirring-frekvens, der korrelerer med de mange lavfrekvente QPO's m.v. kræver en forklaring

Der er mange andre modeller for dannelsen af de observerede kHz QPO's i tilvækstskiver. Den relativistiske præcessionsmodel er en model med kun meget få parametre, og derfor også relativt enkel at konfrontere med eksperimentelle data (der er ikke mange "håndtag" at skrue på). De øvrige skive-modeller vil ikke blive omtalt her af pladsmæssige grunde, men litteraturhenvisninger kan findes i van der Klis 2000.

Afslutning og diskussion

I denne afdeling nævnes nogle problemer med de behandlede modeller og hvad der måske skal til for at afklare problemerne.

Der er – som det er fremgået af denne opgave – i hvert fald observationer af et objekt, der entydigt viser, at LMXB-neutronstjerner kan rotere hurtigt (401 Hz), nemlig pulsspektret (fig 11) for SAX J1808.4-3658. Det er til dato den eneste masseopsamlende LMXB-pulsar.

Anden evidens for, at disse neutronstjerner i LMXB kan rotere hurtigt, kommer fra type 1 røntgen-udbrud (termonuklear eksplosioner). Både i begyndelsesfasen, hvor røntgenfluxen er tiltagende, og i den senere aftagende fase ses hurtige variationer, der kan opfattes som fingeraftryk af en hurtigt roterende neutronstjerne, svingninger med en meget høj kohærens (Q omkring 4000). Her er dog ikke alle enige, også overfladesvingninger på neutronstjernen har været foreslået som en forklaring. Lignende eksplosioner er set på magnetaren SGR 1900+14²⁸, hvor perioden i modulationen i røntgenstråletælleraten er hele 5,16 sekunder og her fremtræder de enkelte perioder direkte af tællerate-tidsserien. Denne periode er så langt fra den dynamiske tid (1), at overfladesvingninger må være udelukket. Så hvis de observerede fænomener er analoge, er neutronstjernens rotationsperiode altså afsløret i disse 5 tilfælde (se tabel 3) – dog er der i tre tilfælde tvivl om, at den observerede frekvens er selve rotationsfrekvensen eller det dobbelte af denne. I et enkelt tilfælde (4U 1636-53, se tabel 1) er der marginalt i powerspektret observeret frekvensen 281 Hz, hvor hovedstyrken ligger ved den dobbelte frekvens. Det er dog svært at forstå, at en sådan termonuklear eksplosion kan begynde med stor nøjagtighed samtidigt i to punkter adskilt 180° i forhold til rotationsaksen (som fx de to magnetiske poler) og således, at røntgenstrålefluxen i retning af observatøren har næsten præcis samme styrke. Alternativt kunne de observerede høje burstfrekvenser være identiske med rotationsfrekvensen, mens beatfrekvensmodellernes fortolkning af frekvensforskellen på de to QPO's som værende tæt på rotationsfrekvensen kunne være forkert.

Måske kan den snart færdige LIGO-gravitationsbølgedetektor være med til at afgøre denne tvist, hvis disse systemer udsender rimeligt kraftige gravitationsbølger med en frekvens identisk med rotationsfrekvensen. Alternativt kunne en satellit med bedre signal-støjforhold for røntgenstråleraterne (altså større følsomt areal på proportionaltællere eller faststof-tællere) direkte gøre det muligt at følge oscillationen i røntgen-tælleraten – som der er sket med SGR 1900+14-magnetaren. Kan man følge selve svingningsformen inden for en periode, kan både masse og radius af stjernen fastlægges eller indsnævres til et lille usikkerhedsinterval, og herved kan også tilstandsligningen for

den tætte, centrale del af stjernen, hvor usikkerheden er størst, udvælges blandt de mange forslag (Barret, D. 2001⁷).

Men også de observerede frekvensskift under type 1 udbruddene giver problemer: hvis dette skyldes, at fotosfæren løftes fri af neutronstjernen, vil "hotspotten" – eller "hotspottene" rotere langsommere end den underliggende neutronstjerne, og den eventuelle forbindelse til de magnetiske poler brydes, idet stjernen roterer flere gange under det løftede lag. Ikke desto mindre overlever "hotspotten" eller "hotspottene".

En anden måde at observere rotationen på kunne være de observerede forsinkelser af de lavenergetiske fotoner i forhold til de højenergetiske, såfremt dette fænomen skyldes en Doppler-forskydning. Det er derfor være vigtigt, at fremtidige missioner gør det muligt at måle disse forsinkelser mere præcist, således at modellerne kan enten bekræftes eller afvises.

Hvis der er tvist om burstfrekvensens sammenhæng med rotationsfrekvensen, så er tvivlen om den rigtige fortolkning af de forskellige QPO's større. Er der tale om et beat-frekvensfænomen eller er der tale om et tilvækstskive-fænomen? Eller måske noget helt tredje, som fx modellen med magnetiske bobler - som dog nok er mest relevant for LMXB-neutronstjerner med stærkere magnetfelter end atoll og Z-kilder? (Klein, R. 1996²⁹) SPBF-modellen forklarer megen systematik i observationerne ved at hævde, at de hurtige variationer i røntgenstrålefluxen skyldes et beatfænomen mellem en Keplerbevægelse tæt ved den indre kant af tilvækstskiven og røntgenstrålefluxen fra neutronstjernens overflade. Herved afspejler frekvensforskellen mellem de to kHz-QPO's direkte rotationsfrekvensen for neutronstjernen, selvom denne frekvensforskel ikke altid er identisk med rotationsfrekvensen.

Opdagelsen af to QPO's i også sorthulkandidater^{10,11} giver nogen tvivl om denne model, men denne tvivl kan kun afgøres ved flere observationer af disse QPO: svarer de helt til de to QPO's observeret i LMXB-neutronstjerner, eller er der tale om et andet fænomen?

Tilvækstskivemodellen RPM fortolker QPO's helt anderledes end BFM-erne, idet alle forudsagte frekvenser for QPO's alene vedrører tilvækstskiven. I tilfældet RPM forudsiges tre frekvenser, der har at gøre med fri bevægelse i det stærke tyngdefelt tæt på neutronstjernen/det sorte hul.

Keplerbevægelse, periheldrejning for de højfrekvente QPO's og den lavfrekvente Lense-Thirring-node-præcession, som bl.a. skal forklare HBO's i Z-kilder.

Problemerne i modellen er nævnt tidligere, men her skal påpeges forskellene i forhold til SPBF-modellen: RPM-modellen giver ikke en forklaring på hverken burst-frekvenser eller disses sammenhæng med frekvensforskellen på de to kHz QPO's. Eller nogen model for den frekvens-"drift", der er observeret for (også) disse QPO's. Alligevel kan RPM-modellen – hvis fortolkningen af Lense-Thirring-frekvensen er korrekt – give oplysninger om neutronstjernens rotationsfrekvens. Og kan måske give en forklaring på PBV-korrelationerne.

En nyere tilvækstskivemodell, der forsøger at forklare hele powerspektret, er Psaltis og Norman's hydrodynamiske responsemodel (Psaltis og Norman 2000³⁰). Inspirationen til denne er RPM, og denne model indeholder omtrent de samme frekvenser. Men udgangspunktet er et andet, idet tilvækstskiven inden for en veldefineret radius udsættes for et bredbånds støjspektrum, og responsefunktionens kvadrat er så det forudsagte spektrum, idet resonanserne i denne funktion identificeres med QPO's. Herved er det muligt at forklare mange af de observerede korrelationer. Modellen forudsiger også en række ikke observerede resonanser, men de fleste ved frekvenser over Kepler-frekvensen, og disse er stærkt dæmpede i modellen.

En skelnen mellem de forskellige modeller bliver nok kun mulig med et bedre signal-støj-forhold på røntgen-tælleraterne, som fx den foreslåede ESA EXTRA ("Experiment for X-ray timing and Relativistic Astrophysics") eller den amerikanske RAE ("Relativistic Astrophysics Explorer")⁷. Herved kan de sidebånd til QPO's, der måske allerede er observeret³¹, gøre det muligt at skelne mellem modellerne – eller bringe nye modeller på banen.

Uanset hvad der gøres for at opklare spørgsmålene på dette område, er der store mulige gevinster: test af generel relativitetsteori i grænsen af stærke tyngdefelter, begrænsninger på de mulige tilstandsligninger for stof ved ekstreme tætheder og dermed øvre grænser for massen af neutronstjerner og størrelsen af samme. Og rotationsfrekvenser/parametre for neutronstjerne og sorte huller i disse LMXB's.

Men altså også en indsigt i et fysisk miljø, der er grotesk voldsomt og helt umuligt at genskabe i noget jordisk laboratorium, tæt på tyngdekraftens endelige sejr over alle andre kræfter.

12. marts 2018

Børge L. Nielsen

Referencer:

-
- ¹ Misner, Thorne og Wheeler: Gravitation, 1973. Freeman, San Francisco
 - ² Morsink, S. M., Stella, L.: ApJ 513:827-844, 1999
 - ³ Hasinger, G., van der Klis, M., A&A 225, 79-96, 1989
 - ⁴ Ford, E. C., van der Klis, M., Mendez, M., Wijnands, R., Homan, J., Jonker, P. G., Paradisj, J., ApJ, 537:368-373, 2000 July 1
 - ⁵ van der Klis: arXiv: astro-ph/9710016v1 1 Oct 1997
 - ⁶ Van der Klis, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 69/1-3 (1998) 103-112
 - ⁷ Didier Barret, M. van der Klis et al., Astrophysics and Space Science 276 (suppl.):305-312, 2001
 - ⁸ Psaltis, D., Belloni, T., van der Klis, M., ApJ, 520:262-270, 1999 July 20
 - ⁹ Strohmeyer, T. E., ApJ 552:L49-L53, 2001 May 1
 - ¹⁰ Strohmeyer, T. E., ApJ 554:L169-L172, 2001 June 20
 - ¹¹ Mendez, M., van der Klis, M., Ford, E. C., ApJ, 561:1016-1026, 2001 November 10
 - ¹² van der Klis, M., ApJ Main Journal MS#54035; submitted 2001 May 11; revised version 2001 July 11
 - ¹³ Lamb, F. K., Miller, M. C., ApJ, 554:1210-1215, 2001 June 20
 - ¹⁴ Kaaret, P., Piraino, S., Bloser, P. F., Ford, E. C. et al., arXiv: astro-ph/9905236 v1 18 May 1999
 - ¹⁵ Stella, L., Priedhorsky, W., White, N.E. 1987a, Ap. J. Lett. 312:L17-L21
 - ¹⁶ Kaaret, K., Piraino, S., Ford, E. C., Santangelo, A., arXiv:astro-ph/9901349 v1 25 Jan 1999
 - ¹⁷ Ford, E. C., arXiv:astro-ph/9904391 v1 28 Apr 1999
 - ¹⁸ Swank, J. H., Cosmic Explosions, Tenth Astroph. Conf., Oct. 1999, p. 349-358
 - ¹⁹ Strohmayer, T. E., Zhang, W., Swank, J. H., ApJ 487:L77-L80, 1997 September 20
 - ²⁰ Wijnands, R., van der Klis, M., Nature, vol 394, 23 July 1998
 - ²¹ See Shapiro og Teukolsky, Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars, John Wiley & Sons, 1983 p. 254
 - ²² Alpar, M. A. & Shaham, J. 1985, Nat 316, 239
 - ²³ Lamb, F. K., Shibazaki, N., Alpar, M. A., Shaham, J. 1985, Nat 317, 681
 - ²⁴ Miller, M. C., Lamb, F. K., Psaltis, D., ApJ 508:791-830, 1998 December 1
 - ²⁵ Akmal, A., Pandharipande, V. R., Ravenhall, D. G., 1998, Phys. Rev. C, 58, 1804
 - ²⁶ Stella, L., Vietri, M., arXiv: astro-ph/9812124 v1 7 Dec 1998
 - ²⁷ Stella, M., Vietri, M., Morsink, M., ApJ 524:L63-L66, 1999 October 10
 - ²⁸ Bildsten, Lars, Strohmayer, Tod, Physics Today, February 1999:40-46
 - ²⁹ Klein, R. I., Arons, J., Jernigan, G., Juliana, J.-L. Hsu, ApJ, 457:L85-L89, 1996 February 1
 - ³⁰ Psaltis, D., and Norman, C., 2000: ApJ in press, (astro-ph/0010316)
 - ³¹ Jonker, P. G., Mendez, M., van der Klis, M., ApJ 540: L29-L32, 2000 September 1

Forsidebilledet af RXTE er fra hjemmesiden http://mamacass.ucsd.edu:8080/hexte/hexte_pictures.html