

MASARYKOVA UNIVERZITA
Přírodovědecká fakulta
Ústav teoretické fyziky a astrofyziky



DIPLOMOVÁ PRÁCE
Astrofyzika pulsarů

Jan Páral

Vedoucí diplomové práce:

Mgr. Filip Hroch, Ph.D.

Brno 2014

Bibliografický záznam:

Autor:	Bc. Jan Páral Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita Ústav teoretické fyziky a astrofyziky
Název práce:	Astrofyzika pulsarů
Studijní program:	Fyzika
Studijní obor:	Teoretická fyzika a astrofyzika
Vedoucí práce:	Mgr. Filip Hroch, Ph.D. Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita Ústav teoretické fyziky a astrofyziky
Akademický rok:	2014
Počet stran:	70
Klíčová slova:	milisekundové pulsary, 47 Tucanae, rentgenovské záření, spektrální analýza

Bibliographic entry:

Author: Bc. Jan Páral
Faculty of Science, Masaryk University
Department of Theoretical Physics and Astrophysics

Title of Thesis: Astrophysics of Pulsars

Degree Programme: Physics

Field of Study: Theoretical Physics and Astrophysics

Supervisor: Mgr. Filip Hroch, Ph.D.
Faculty of Science, Masaryk University
Department of Theoretical Physics and Astrophysics

Academical Year: 2014

Number of Pages: 70

Keywords: millisecond pulsars, 47 Tucanae, x-ray, spectral analysis

Abstrakt:

Tato práce se zaměřuje na analýzu milisekundových pulsarů (MSP), které jsou součástí jedné z největších kulových hvězdokup v naší Galaxii, 47 Tucanae. Kulové hvězdokupy jsou obecně považovány za místa, která obsahují oproti oblasti galaktického disku nadměrné zastoupení těchto speciálních objektů. V této hvězdokupě byli zvoleni čtyři modeloví kandidáti MSP a na nich demonstrován postup zjištění povahy jejich vyzařování. Nejprve byla pomocí diagramu barevných indexů odhadnuta pravděpodobná povaha vyzařování jednotlivých MSP a následně byla pomocí softwarového nástroje Xspec provedena detailní analýza proložením extrahovaných spekter předpovězenými teoretickými modely. Ve spektrech MSP se obecně počítá s kombinací termální (záření černého tělesa nebo vodíkové atmosféry neutronových hvězd) emise a netermální (power-law) emise. Každý zdroj má však obecně rozdílnou míru vzájemné dominance těchto dvou složek. Určením této míry je cílem této práce. Rozbor byl proveden na základě spektrální analýzy záření v rentgenové části spektra z dostupných pozorování družice Chandra X-ray Observatory.

Klíčová slova: milisekundové pulsary, 47 Tucanae, rentgenové záření, spektrální analýza

Abstract:

This diploma thesis is focused on analysis of millisecond pulsars (MSP), which belong to one of the largest globular clusters in our Galaxy, 47 Tucanae. Globular clusters are generally thought to be places that contain in contrast to the area of the galactic disc an excessive amount of these special objects. Out of this globular cluster, four candidates were chosen to demonstrate the process of determining nature of their radiation. First, through a creation of color-color diagram a likely radiation character of individual MSPs was estimated. Then, a detailed spectral analysis was performed by fitting extracted spectra with theoretical models using software tool Xspec. In MSP spectra, combination of thermal (blackbody radiation or neutron star atmosphere) emission and nonthermal (power-law) emission is generally assumed. However, every single source has generally a unique mixture of dominance between these two components. Determining this mixture was the goal of this thesis. The study was made based on spectral analysis in x-ray part of spectrum using all available observations from Chandra X-ray Observatory to date.

Keywords: millisecond pulsars, 47 Tucanae, x-ray, spectral analysis



MASARYKOVA UNIVERZITA
Přírodovědecká fakulta

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Akademický rok: 2014/2015

Ústav: Ústav teoretické fyziky a astrofyziky

Student: Bc. Jan Páral

Program: Fyzika

Obor: Teoretická fyzika a astrofyzika

Ředitel Ústavu teoretické fyziky a astrofyziky PřF MU Vám ve smyslu Studijního a zkušebního řádu MU určuje diplomovou práci s tématem:

Téma práce: Astrofyzika pulsarů

Téma práce anglicky: On Astrophysics Of Pulsars

Oficiální zadání:

Pokud osa spojující magnetické póly rychle rotující neutronové hvězdy, míří poblíž Země, můžeme pozorovat pulsující elektromagnetické pole u objektů zvaných pulsary. Studium pulsarů ovšem není omezeno jen na oblast rádiového záření, ale běžně pozorujeme i vysokoenergetické záření. Jeho astrofyzikální analýzou by se měla zabývat tato práce.

Pokud osa spojující magnetické póly rychle rotující neutronové hvězdy, míří poblíž Země, můžeme pozorovat pulsující elektromagnetické pole u objektů zvaných pulsary. Studium pulsarů ovšem není omezeno jen na oblast rádiového záření, ale běžně pozorujeme i vysokoenergetické záření. Jeho astrofyzikální analýzou by se měla zabývat tato práce.

Jazyk závěrečné práce: čeština

Vedoucí práce: Mgr. Filip Hroch, Ph.D.

Datum zadání práce: 15. 5. 2012

V Brně dne: 26. 9. 2014

Souhlasím se zadáním (podpis, datum):

Bc. Jan Páral
student

Mgr. Filip Hroch, Ph.D.
vedoucí práce

prof. Rikard von Unge, Ph.D.
ředitel Ústavu teoretické fyziky a
astrofyziky

Tímto bych velice rád poděkoval vedoucímu mé práce, kterým byl Filip Hroch, za cenné rady, podporu a zejména za nesměrnou trpělivost, díky které věřil, že se tato práce stane skutečností. Další významný dík patří mým kamarádům kolegům Matúši Kockovi a Michalu Almášimu, za neocenitelné rady a nápady při zpracování a finalizaci dat, bez kterých bych se stěží pohnul z mrtvého bodu. V neposlední řadě bych nechtěl zapomenout vyjádřit svůj dík a uznání mé přítelkyni a rodině, kteří si se mnou užili své a odevzdáním této práce pro ně budiž patřičným vysvobozením a úlevou.

This research has been made use of the HEASoft software for astrophysical data analysis, created by NASA Godard Space Flight Center.

This research has been made use Chandra data archive providing storage and distribution of all data products, operated for NASA by the Smithsonian Astrophysical Observatory.

Prohlašuji, že jsem svoji diplomovou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce a jejím zveřejňováním.

V Brně dne 28.9.2014

Jan Páral

Obsah

I	Teoretická část	7
1	Motivace	8
2	Neutronové hvězdy	9
2.1	Objev	9
2.2	Poloměry	12
2.3	Struktura	12
2.4	Rotace	14
2.5	$P\dot{P}$ diagram	16
2.6	Magnetické pole	18
2.7	Magnetosféra	20
2.8	Distribuce pulsarů v Galaxii	22
3	Milisekundové pulsary (MSP)	24
3.1	Osobitá populace pulsarů	24
3.2	Vznik a vývoj dvojhvězdného systému	25
3.3	Standardní model diskové akrece	27
3.4	Vliv silného magnetického pole	29
3.5	Zrychlení rotace	31
3.6	Emise rentgenového záření	32
3.6.1	Termální složka	33
3.6.2	Netermální složka	33
4	Kulové hvězdokupy	34
4.1	Základní charakteristika	34
4.2	Dynamický vývoj	35
4.3	47 Tucanae	36

II	Praktická část	38
5	Redukce a analýza dat	39
5.1	Chandra X-ray Observatory	39
5.2	Selekce a zpracování dat	41
5.3	Spektrální analýza	43
5.3.1	Modely Xspecu	45
5.4	Výsledky	46
6	Závěr	53
7	Seznam použitých zdrojů	55
III	Příloha A	60

Část I

Teoretická část

Kapitola 1

Motivace

V dnešním světě vědy a techniky existuje řada oborů, které se sice mohou pochlubit těmi nejlepšími odborníky planety a nejmodernějším vybavením, ale jsou to obory, kde nemůžeme s klidem ani z poloviny říci, jak zkoumané věci fungují nebo co by mohly lidstvu v budoucnosti přinést. Ať už je jejich střed zájmu 10 km hluboko na dně oceánu, je tisíckrát menší než je tloušťka lidského vlasu nebo se nachází několik stovek světelných let od svých pozorovatelů, něco mají lidé toto zkoumající společného – touhu posouvat hranice lidského poznání někam, kam se nikdo před nimi ještě neodvážil. A astrofyzika má mezi těmito obory své nezastupitelné místo.

Je tomu sice už takřka 50 let od objevení prvního známého pulsaru CP 1919+21 („CP“ slouží jako zkratka pro Cambridge Pulsar) na poli poblíž anglického Cambridge, ale ani za tuto dobu plně ještě nechápeme povahu vlastností těchto objektů. Situaci nám sice usnadňují stále modernější a podrobnější přehlídky kosmických i pozemních observatoří, díky kterým se nám podařilo nalézt už několik stovek dalších takovýchto hvězd, ale s každým novým objevem zjišťujeme, že toho, co nevíme a nedokážeme vysvětlit, je stále víc než jsme si mysleli.

V této práci se plně seznámíme s velice speciálním typem hvězdných objektů, které snad ve všech směrech vykazují extrémní a velice ojedinělé vlastnosti. Pulsary, ačkoliv jsou až závěrečným stádiem života hmotných hvězd, jsou pro nás v mnoha ohledech mnohem cennějšími fyzikálními laboratořemi než právě hvězdy, jimiž byly pulsary do doby, než spotřebovaly veškeré své jaderné palivo. Díky extrémním hustotám materiálu těchto hvězd, nejsilnějším magnetickým polím ve vesmíru nebo rychlostem rotace, které nedosahuje žádný jiný známý typ vesmírných objektů, tak u nich můžeme pozorovat jevy a testovat teorie, kterých bychom nikde jinde ve vesmíru nebyli schopni. Otázka pulsarů a jejich vlastností je pro moderní astrofyziku jedním z předních témat současného zájmu, protože by mohly odpovědět na mnoho otázek, se kterými si moderní fyzika a testování v pozemských podmínkách neví rady, od gravitačních vln až po povahu nejelementárnějších částic hmoty.

Jak už to ale u tak neprobádaných oblastí vědy někdy bývá, mnoho nových objevů jeden z otazníků zodpoví, ale nespočet nových odkryje. Bylo by tedy nesmírným zadostiučiněním podařilo-li by se mi přispět k odkrytí alespoň jediného z nich.

Kapitola 2

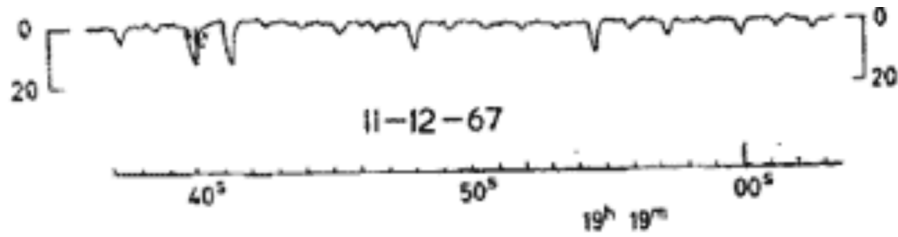
Neutronové hvězdy

Velice obecně řečeno pokud hvězda vyčerpá veškeré své jaderné palivo, zhroutí se pod tíhou své vlastní gravitace, protože ztratila jediný mechanismus, který by ji proti přitažlivým silám gravitace mohl ubránit. Hvězda pak může skončit v jednom ze tří odlišných stavů: jako bílý trpaslík, neutronová hvězda nebo černá díra. To, ve kterém z těchto stavů hvězda skončí a tedy rozsáhlost jejího kolapsu, závisí jedině na její počáteční hmotnosti. Ty nejhmotnější dožijí svůj život jako mohutné černé díry, zatímco z těch nejméně hmotných hvězd se stávají zářiví bílí trpaslíci. Pro kandidáty na neutronové hvězdy platí hodnoty počáteční hmotnosti někde mezi těmito dvěma kategoriemi, pohybují se v rozmezí $8 - 20 M_{\odot}$. Díky extrémním hustotám a enormní pevnosti látky neutronových hvězd a bílých trpaslíků nazýváme tyto hvězdy *kompaktní*. Co se statistického rozložení týče z výzkumů vyplývá, že více jak 95% všech hvězd končí svůj život jako bílí trpaslíci, aniž by prodělali jakýkoliv další významnější kolaps, zatímco neutronové hvězdy jsou mnohem vzácnější

Rozestup hustot mezi hvězdou hlavní posloupnosti a bílým trpaslíkem a mezi bílým trpaslíkem a neutronovou hvězdou je v obou případech zhruba 7 řádů. Ale naproti tomu neutronová hvězda už není tolik vzdálená od parametrů černých děr, pro hmotnost $1,4 M_{\odot}$ je poměr jejich poloměrů asi jenom tři. Hustota černých děr z obecných výpočtů vychází jen asi 10 krát vyšší než hustota neutronových hvězd. Výjimkou jsou masivní černé díry v centrech galaxií, které jsou velice řídké (asi jako voda).

2.1 Objev

K prvním britkým náznakům teorií neutronových hvězd došlo sice už v roce 1932 sovětským fyzikem Landauem krátce po experimentálním potvrzení existence neutronu, ale poprvé myšlenka neutronových hvězd jakožto konečných stádií vývoje obyčejných hvězd, které vybuchnou jako supernovy, spatřila světlo světa až v roce 1934 v práci Baadeho a Zwickyho. Ti jsou právem považováni za praotce myšlenky neutronových hvězd jako takových. O pár let později Oppenheimer a Volkoff (1939) teoreticky zkoumali strukturu hvězd skládající se zcela z neutronového degenerovaného plynu a uká-



Obrázek 2.1: Datový zápis z nově postaveného rádiového detektoru, ve kterém Jocelyn Bellová objevila zvláštní pravidelné vzruchy, jak se později ukázalo signál nového neznámého typu hvězd.

zali, že degenerace je natolik úplná, že už v ní teplota nehraje žádnou roli a jediný směřodatný vztah, je mezi tlakem a hustotou. Ačkoliv již v 50. letech minulého století byla k dispozici technika dostatečně citlivá a přesná na to, aby bylo možné pulsary detekovat, docházelo tou dobou ještě k velké ztrátě cenných dat, díky čemuž očím pozorovatelů pulsary dlouho unikaly. Tehdejší systémy zpracování dat byly navrženy tak, aby fázi odfiltrovali co možná nejvíce nežádoucího šumu. Nevýhodou však bylo, že spolu se šumem se ztrácely i velice slabé signály do té doby ještě neznámých pulsarů.

Průlomem byl až rok 1967, kdy se postgraduální studentce Jocelyn Bellové pod vedením Dr. Anthonyho Hewishe z anglické univerzity v Cambridge podařilo pečlivým zkoumáním datových zápisů objevit pravidelné vzruchy v datech z nově postaveného rádiového detektoru (obr. 2.1). Výsledkem jejího pozorování bylo objevení pulzů o délce $\sim 0,3$ s, které se pravidelně opakovaly s periodou 1,3 s. Jelikož se tyto vzruchy objevovaly vždy pouze v určitou část dne, bylo jasné, že jejich zdrojem bude nějaký kosmický objekt. Dalším pozorováním se vědcům podařilo rozkrýt další vlastnosti těchto hvězd, kterým se začalo díky jejich povaze říkat *pulsary* (z anglického PULSating stAR).

Přestože nyní dobře víme, že pulsary jsou vizuálními projevy rychle rotujících neutronových hvězd, ještě dlouho po jejich objevu nebylo jasné, jaký mechanismus za těmito velice pravidelnými pulzy stojí ani jaký typ hvězdy je jejich zdrojem. Žádný doposud známý typ hvězdy nevykazoval pulzace s tak vysokou frekvencí, jež jsou navíc i nesmírně stabilní na velice široké časové škále ($\dot{P} \sim 10^{-10} - 10^{-20} \text{ s s}^{-1}$)

Jako první padla teorie radiálních pulzací, jelikož tak široký rozsah period (4 řádů) neodpovídal hustotně žádnému jednomu typu objektů. Jinou uvažovanou možností byla teorie zákrytů jiným tělesem v gravitačně vázaném systému. Ačkoliv by tato teorie mohla být z geometrického a dynamického pohledu splnitelná pro centrální objekt v podobě neutronové hvězdy, narážela na nízké hodnoty ztráty rotační energie prostřednictvím vyzařování gravitačních vln. Pacini a Salpeter (1968) odvodili, že by pro reálné hodnoty zpomalování rotace museli být objekty zakrývající centrální objekt příliš malé ($3 \times 10^{-8} M_{\odot}$) na to, aby ho dokazali dostatečně odstínit natož odolat extrémním slapovým silám.

Poslední variantou platného pulzačního mechanismu je idea, že by perioda pulzů byla totožná s periodou vlastní rotace objektu. Pro rotující objekt existuje omezení pro spodní limit periody rotace, které je postaveno na předpokladu, že působení síly odstředivé nesmí převážet nad působením síly gravitační. V opačném případě začne

docházet ke zplošťování hvězdy v rovině kolmé k ose rotace a následně by se mohla z hvězdy odtrhávat hmota a tvořit kolem ní rotující disk.

Jestliže tedy hvězda o hmotnosti M a poloměrem R se otáčí úhlovou rychlostí $\Omega = 2\pi/P$ pak:

$$\Omega^2 R < \frac{GM}{R^2}. \quad (2.1)$$

Pro spodní limit periody rotace pak platí:

$$P > \left(\frac{3\pi}{G\rho} \right)^{1/2}, \quad (2.2)$$

případně pro spodní limit průměrné hustoty:

$$\rho > \frac{3\pi}{GP^2}. \quad (2.3)$$

Pro pomaleji rotující pulsary, by hustoty teoreticky seděli i na bílé trpaslíky, ale u rychlejších pulsarů např. toho v Krabí mlhovině, který má periodou rotace pouhých 33 ms, už však jeho spodní limit hustoty vycházel příliš mnoho na jakéhokoli stabilního bílého trpaslíka. Tento fakt tak jen podporoval úvahy mnohých vědců, kteří se spíše klonili k teorii pulsarů jakožto speciálnímu typu neutronových hvězd.

Tuto teorii později potvrdila i další práce (Richards a Comella (1969)), která z naměřených hodnot poklesu periody pulzací u pulsaru v Krabí mlhovině, došla k závěru, že stáří pulsaru je srovnatelné se stářím celé mlhoviny, jež je pozůstatkem po výbuchu supernovy pozorované v roce 1054. Potvrdila se tak dlouho diskutovaná teorie Baadeho a Zwickyho (1934), kteří ve své práci jako první v historii vyslovili myšlenku, že by se jádro hvězdy mělo po svém kolapsu a následném výbuchu supernovy transformovat do podoby velice malého, ale zato nesmírně hmotného nového hvězdného objektu – *neutronové hvězdy*.

Identifikace pulsarů jako rychle rotujících neutronových hvězd předpokládalo interpretaci světelných pulzů jako projevů tzv. *majákového efektu*, při kterém pozorovatele na Zemi zasahuje paprsek záření, který je vyzařován ze specifického místa na povrchu neutronové hvězdy. Tyto myšlenky později potvrdili Radhakrishnan a Cooke (1969) zkoumající polarizaci záření u pulsaru Vela v průběhu jednoho pulzu. Potvrdili, že vyzařovaný signál musí být silně lokalizovaný, směrový a velice silný. To vedlo k tezi, že rychle rotující neutronové hvězdy jsou zdroje velice silného magnetického pole, jež je původcem a motorem emise pozorovaného rádiového záření v blízkosti magnetických pólů hvězdy. Poukázal také na myšlenku, že úbytek rotační energie pulsaru musí být dána vyzařováním tohoto silného magnetického dipólu, což se později ukázalo, že je v souladu s pozorovanými poklesy pulzačních period (Gold (1968)).

2.2 Poloměry

Nalezení vztahu mezi tlakem a hustotou, který nazýváme *stavová rovnice* je velice užitečný nástroj, k odvození závislosti mezi hmotností a poloměrem hvězdy. Neutronová hvězda je doslova jako jedno veliké atomové jádro. Pro srovnání průměrná hustota látky typické neutronové hvězdy ($R = 10$ km, $M = 1,4 M_{\odot}$) vychází $6,7 \times 10^{14}$ g cm⁻³, vedle toho hustota jádra se udává $\rho_0 = 2,7 \times 10^{14}$ g cm⁻³. Z drtivé většiny je hvězda tvořena neutronovou hmotou, v rovnováze s 5% protonů a elektronů. Pokud se jedná o látku o hustotě menší nebo i rovné ρ_0 dokážeme stavovou rovnici celkem dobře odvodit, ale pro vyšší hustoty je to už nesmírně složité. Pro drtivou většinu objemu neutronových hvězd až na samotné jádro můžeme odvodit stavovou rovnici a vychází nám příklon spíše k měkkým variantám stavových rovnic, které charakterizují látku povolnější ke změnám hustoty než u tvrdších variant (Wiringa a kol. (1988)).

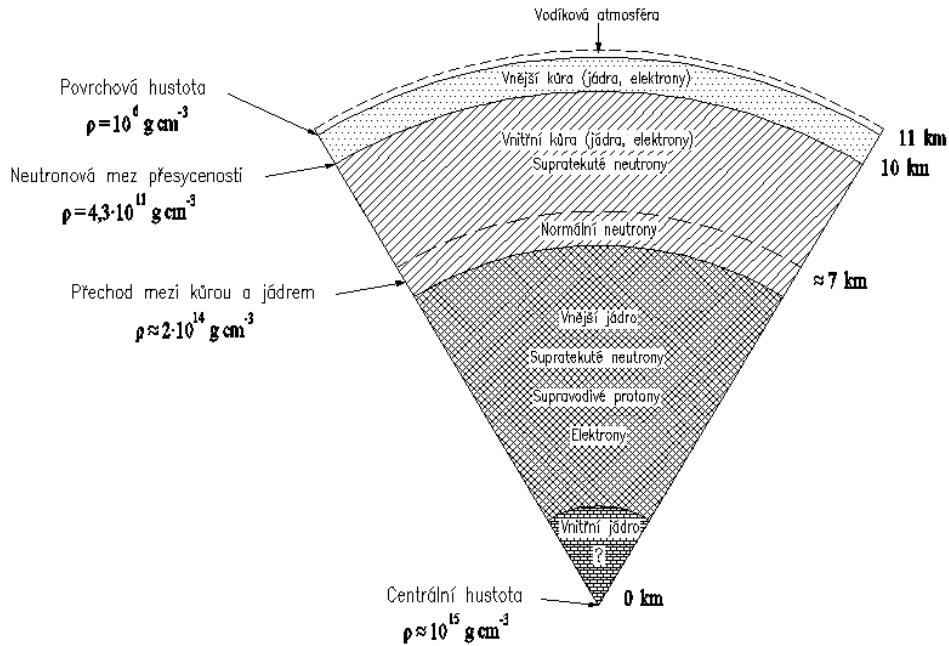
V otázce určování poloměrů neutronových hvězd máme to obrovské štěstí, že můžeme využít jednu z nejlepších fyzikálních laboratoří, dvojhvězdné systémy. Pokud nalezneme takové, ve kterých je minimálně jednou ze složek pulsar, můžeme z analýzy vzájemné pohybu obou složek poměrně snadno odvodit přibližné hmotnosti obou složek. Drtivá většina neutronových hvězd se pohybuje hmotnostně v úzkém pásmu okolo hodnoty $1,35 M_{\odot}$. Podle v současné době nejuznávanějších modelů stavových rovnic, vychází pro tyto hmotnosti rozmezí poloměrů 10,5 – 11,2 km.

Horní limit poloměru však může ještě dále ovlivňovat řada dalších nestabilit, jako třeba celo-hvězdné deformace, které se mohou začít projevat u takto rychle rotujících hvězd ještě dříve, než úroveň rotace dosáhne odstředivého limitu. Pokud k nim skutečně dojde, hvězda začne vyzařovat do svého okolí gravitační vlny, které s sebou odnesou jisté množství energie na úkor rotace a hvězda se tak zpomalí. Charakteristiky těchto nestabilit byly předmětem několika prací (Haensel a kol. (1995), Morsink a kol. (1999)), jejímiž závěry byly, že pulsar s periodou rotace 1,4 ms by měl mít horní limit poloměru okolo hodnoty 18 km. Zatím se tedy ukazuje, že tyto rotační nestability jsou hlavním rozhodujícím činitelem pro určování měřítka rychlostí hvězdné rotace a to nejspíše nejen u neutronových hvězd.

2.3 Struktura

Ze studií stavových rovnic máme hrubou představu o rozsahu hustot a povaze látky v různých vrstvách neutronových hvězd, díky tomu můžeme nastínit teoretický model jejich struktury:

- Při povrchu hvězdy, by pravděpodobně mohla existovat velmi tenká vrstva vodíkové (v některých případech i uhlíkové) *atmosféry*. Díky extrémně silnému gravitačnímu poli ($\sim 10^8$ krát větší než pozemské) se škálovací výška atmosféry pohybuje v řádu jen několika centimetrů při teplotě 10^6 K.



Obrázek 2.2: Průřez strukturou typické neutronové hvězdy

- Pod tenkou vrstvou atmosférou se nachází povrchová vrstva tzv. *vnější kůry*, která by měla být totožná s tou, jaká se nachází v nitru bílých trpaslíků: jádra ^{56}Fe obklopená mořem degenerovaných elektronů, která má při povrchu hustotu 10^6 g cm^{-3} . Díky vzájemnému odpuzování jednotlivých jader železa se předpokládá, že budou tvořit prostorově centrovanou mřížku, díky které mají neutronové hvězdy pevnou vnější kůru. Vazebná energie je velice silná ($\sim 1 \text{ MeV}$ na jedno jádro). Celá mřížka je až 10^4 krát hustší než pozemské železo a má až 10^6 krát větší pevnost než ocel (Ruderman (1974)). Celá taková krystalická kůra má excelentní vodivé vlastnosti a ve směru magnetického pole je téměř supravodivá, kolmo na něj je však velice účinným izolátorem pro procházející elektrický proud.
- Na rozhraní mezi vnější a vnitřní kůrou, kde hustota látky dosáhla $4 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$, má Fermiho energie elektronů už hodnotu 25 MeV a nad touto hranicí už jsou jádra natolik těžká a nestabilní, že se z nich neutrony začnou odtrhávat a přechází volně do neutronové supratekutiny. Toto rozhraní označujeme jako *neutronovou mez přesycenosti*.
- S rostoucí hloubkou roste adekvátně i hustota látky a při takovýchto podmínkách je pro elektrony energeticky velmi výhodné, pronikat do jader atomů, kde se slučují s protony za vzniku nových neutronů. Vznikají tak jádra s neobvykle vysokým počtem neutronů, včetně některých speciálních izotopů, které neznáme ani z pozemských laboratoří, jako např. ^{118}Kr s neuvěřitelnými 82 neutrony a 36 protony (Baym a kol. (1971), Pethick a Ravenhall (1995)). V pozemských podmínkách by taková koncentrace neutronů byla natolik velká, že by se tak těžká

jádra dávno rozpadla, avšak při hustotách uvnitř neutronových hvězd jsou tyto izotopy stabilní. Tato vrstva složená z jader velmi bohatých na neutrony tvoří další krystalickou mřížku známou jako *vnitřní kůra*, která je opět obklopena mořem volných degenerovaných elektronů. S rostoucí hloubkou stále více roste koncentrace volných neutronů na úkor atomových jader s elektrony, až nakonec látka při hustotě $2 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ volně přejde do stavu absolutní neutronové supratekutiny, kde již existují jen samé volné neutrony s malou příměsí ($\sim 5\%$) elektronů a protonů. Fermiho energie elektronů v tomto bodě dosahuje 100 MeV. Interakce mezi neutrony v rámci vnitřní kůry mají natolik přitažlivý charakter, že mají za následek vytvoření neutronové supratekuté tekutiny, která má nulovou viskozitu a neutrony v ní se tak okolní látkou pohybují absolutně bez tření.

- Za podmínek hustot vyšších jak $2 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ se dostáváme do oblasti *vnějšího jádra*, kde se předpokládá, že je látka tvořena homogenní směsí protonů, neutronů a elektronů. Ačkoliv je studium látky za takto extrémních podmínek stále předmětem studií, předpokládá se, že zde neutrony budou opět supratekuté a protony supravodivé. Teoretická je možnost i existence *vrstvy normálních neutronů* na rozhraní ($\rho = 2 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$) mezi oblastí supratekutých neutronů vnitřní kůry a nitra hvězdy. Elektrony, které jsou degenerované a super-relativistické, mají díky slabé interakci jen nepatrný vliv na strukturu a chování hmoty a v rámci celé hvězdy se jejich chování příliš s rostoucí hustotou nemění.
- O povaze látky toho víme celkem dost, dokud její hustota nepřesáhne hodnotu odpovídající hustotě jaderné hmoty $\rho_0 = 2,7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Pod touto hodnotou, látka *vnitřního jádra* již nemusí být obyčejnou látkou, kterou známe z pozemských laboratoří, ale spíše se bude jednat o nějakou formu exotické látky (Baym (1991)). Při centrální hustotě okolo $6\rho_0$ jsou neutrony do sebe vmáčknuty takovou silou, že tvoří mezony nebo kaony, které jsou teoreticky schopny vytvořit pevné jádro, které by bylo důležitým článkem v pochopení rotačního chování. Existují dokonce úvahy o tom, že by mohlo dojít i k ještě hlubším přeměnám, kdy by se neutrony rozpadly na jednotlivé gluony a kvarky (typu *up*, *down* či dokonce *strange*).

Na obr. 2.2 vidíme model struktury neutronové hvězdy o hmotnosti $1,4 M_{\odot}$. Nyní jde hezky vidět jak extrémními objekty neutronové hvězdy. Hustota látky se mezi povrchem krystalické kůry a jádrem hvězdy liší až v 9 řádech a pokrývá interval od 10^6 až do $10^{15} \text{ g cm}^{-3}$.

2.4 Rotace

Neutronové hvězdy jsou typické mnoha extrémními vlastnostmi a jednou z nich je bezesporu i rychlost vlastní rotace. Periody rotací neutronových hvězd se pohybují typicky v rozmezí od jednotek milisekund u těch nejmladších pulsarů nebo u speciálního typu

milisekundových recyklovaných pulsarů až po jednotky sekund u těch *pomalejších* obyčejných rádiových pulsarů. Takto vysokou rychlost rotace neutronové hvězdy dosahují až na výjimky už během svého zrodu během gravitačního kolapsu. Hroučící se hvězda totiž během krátké chvíle zmenší svůj poloměr až 6 řádů a díky platnosti zákona zachování momentu hybnosti musí být takto prudký pokles rozměrů hvězdy vykompenzován na druhé straně prudkým nárůstem rotační rychlosti.

Postupem času však neutronové hvězdy rychlost své rotace ztrácejí. Tento jev je zapříčiněn hlavně díky faktu, že jejich rotující magnetické pole vyzařuje velké množství energie. Tempo jakým se rotace neutronových hvězd zpomaluje, se pohybuje v řádech $10^{-10} - 10^{-21}$ a tudíž perioda rotace hvězdy s původní periodou 1 s a průměrnou hodnotou zpomalování okolo 10^{-15} dosáhne hodnoty 103 s asi za 1 milión let.

Ukažme si tedy, o kolik energie takto rychle rotující hvězdy každou sekundu přicházejí. Rotační kinetická energie hvězdy je svázána s jejím momentem setrvačnosti I , který má pro předpoklad sférické symetrie hvězdy typických hodnot hmotností a poloměrů neutronových hvězd ($M \approx 1,4 M_{\odot}$, $R \approx 10$ km) hodnotu $\approx 10^{45} \text{ g cm}^2$. Pro rotační kinetickou energii pak platí:

$$E_{\text{rot}} = \frac{1}{2} I \Omega^2 = \frac{2\pi^2 I}{P^2}, \quad (2.4)$$

do které když dosadíme moment setrvačnosti sféricky symetrické hvězdy a periodu rotace P např. pulsaru v Krabí mlhovině (~ 33 ms), dostáváme:

$$E_{\text{rot}} = \frac{2\pi^2 I}{P^2} \approx \frac{2\pi^2 \times 10^{45} \text{ g cm}^2}{(0,033\text{s})^2} \approx 1,8 \times 10^{49} \text{ erg}. \quad (2.5)$$

Abychom však zjistili, o kolik rotační energie pulsar každou vteřinu přichází, musíme spočítat jeho časovou derivaci dE_{rot}/dt :

$$\frac{dE_{\text{rot}}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} I \Omega^2 \right) = I \dot{\Omega} \Omega = \frac{-4\pi^2 I \dot{P}}{P^3}. \quad (2.6)$$

Pro pulsar v Krabí mlhovině s naměřenou hodnotou $\dot{P} = 10^{-12,4} \text{ s s}^{-1}$, tak hodnota změny rotační energie vychází $\approx -4 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Pokud tedy budeme předpokládat, že všechna ztracená rotační energie se přeměnila v emisi záření rotujícího magnetického pole, hovoříme o velice energetickém záření o síle $\approx 10^5 L_{\odot}$, srovnatelné s úhrnným množstvím rádiové emise celé naší Galaxie. Takovéto záření je schopno velice významné živit energií své okolní mezihvězdné prostředí, což zejména u velice mladých pulsarů pozorujeme v podobě rozsáhlých emisních mlhovin, které jsou společně s centrální neutronovou hvězdou jedinými pozůstatky po explozivním zániku obyčejné hvězdy.

Kromě zpomalování rotace dochází, také u některých hvězd k tzv. *glitchům*, náhlým zrychlením rotace hvězdy, které by mohly být spojeny s praskáním železné vnější kůry hvězdy zapříčiněné prostupy neutronové tekutiny skrze ni. Tyto jevy se často popisují jako tzv. *hvězdotřesení* díky analogii s pozemskými zemětřeseními.

U Neutronových hvězd nepozorujeme pouze nahodilé a krátkodobé zrychlení rotace, ale také velice hojně i postupné znovu-urychlování rotace hvězd opět až do milisekundových řádů. Těmto takto „recyklovaným“ neutronovým hvězdám pak říkáme *milisekundové pulsary (MSP)*. U většiny z nich se díky analýzám periodických změn v hodnotách jejich pulzních period zjistilo, že tuto proměnnost má na svědomí koexistence daného pulsaru s jinou hvězdou v těsně svázaném systému. Díky extrémní hustotě látky a tím i větší četnosti vícenásobných hvězdných systémů jsou hlavním zdrojem MSP kulové hvězdokupy. Podrobnější popis chování a vlastností tohoto typu hvězd pak popisuje Kapitola 3.

2.5 $P\dot{P}$ diagram

Rychlost rotace i tempo jejich zpomalování jsou charakteristickými znaky všech typů neutronových hvězd, což je názorně vidět na obr. 2.3, který představuje tzv. $P\dot{P}$ diagram. Tento diagram dává do závislosti tyto dvě veličiny a představuje obdobu známého vývojového HR diagramu avšak čistě pro neutronové hvězdy. Z tohoto diagramu můžeme za pomoci několika předpokladů vyčíst spoustu informací. Prvně předpokládáme, že síla magnetického pole je pevně svázána s rychlostí rotace hvězdy a jejím úbytkem a že jeho hodnota se s časem příliš nemění:

$$B^2 \sim P\dot{P} = konst. \quad (2.7)$$

Díky této skutečnosti můžeme přibližně odhadnout i *charakteristický věk pulsaru* τ přepsáním identity $P\dot{P} = P\dot{P}$ na $PdP = P\dot{P}dt$ a zintegrováním obou stran rovnice skrze celý věk τ dostaneme:

$$\int_{P_0}^P PdP = \int_0^\tau (P\dot{P})dt = P\dot{P} \int_0^\tau dt, \quad (2.8)$$

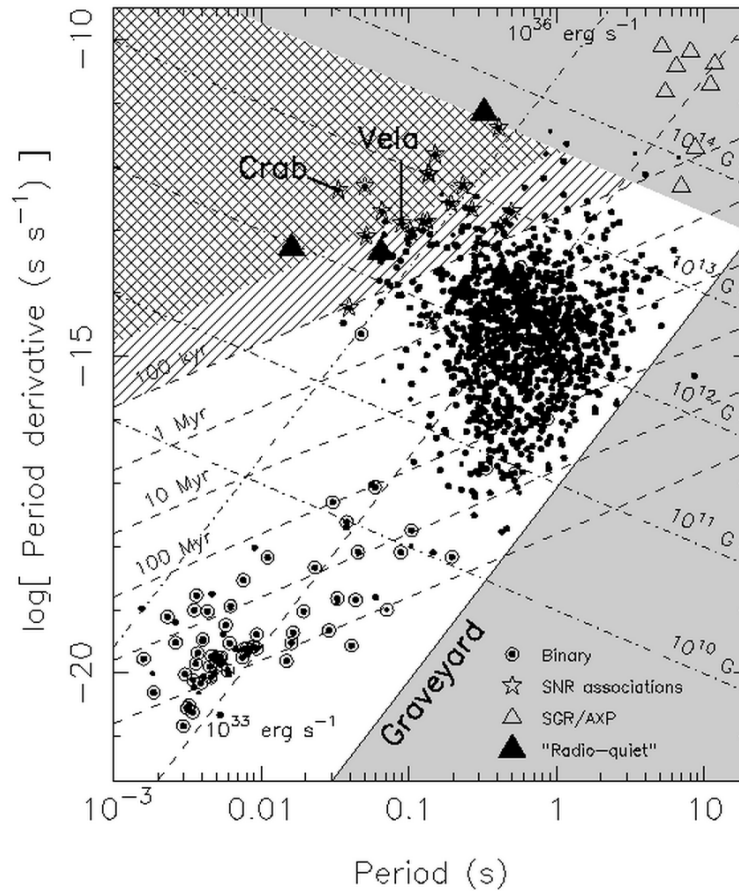
kde P_0 je původní perioda rotace a P je ta současná. Pokud tedy předpokládáme, že součin $P\dot{P}$ se s časem nemění, pak nám vychází:

$$\frac{P^2 - P_0^2}{2} = P\dot{P}\tau, \quad (2.9)$$

a pokud budeme předpokládat, že původní perioda byla mnohem menší než perioda současná $P_0^2 \ll P^2$, pak pro výpočet charakteristického věku pulsaru platí:

$$\tau \equiv \frac{P}{2\dot{P}}. \quad (2.10)$$

Kdybychom si tedy za příklad vzali opět pulsar v Krabí mlhovině, vychází nám jeho charakteristický věk na ≈ 1300 let, zatímco jeho skutečné stáří je 960 let. To známe, díky potvrzení asociace pulsaru s pozůstatkem po výbuchu supernovy v roce 1054.



Obrázek 2.3: $P\dot{P}$ diagram, ve kterém jsou vyznačeny všechny významné typy pulsarů. Plná kolečka představují obyčejné rádiové pulsary, ty s hvězdičkou jsou asociace s pozůstatkem po supernovách, prázdné trojúhelníky jsou magnetary a plná kolečka s kroužkem představují pulsary ve dvojhvězdných systémech a MSP. V diagramu jsou rovněž zakresleny čárkovaně čáry konstantního věku, čerchovaně čáry klesající zprava doleva konstantního mg. pole, čerchovaně čáry rostoucí zprava doleva charakterizující míru vyzařované energie a plnou čarou je vyznačena hranice smrti (detekovatelnosti) pulsarů

Rozdíl může být dán nejspíš ne úplně platným předpokladem neměnné síly magnetického pole. Některé úvahy totiž říkají, že s postupným zpomalováním rotace se zeslabuje i magnetického pole, které ale na druhé straně řídí, jak intenzivně hvězda přichází o svou rotační kinetickou energii.

Z $P\dot{P}$ diagramu lze vyčíst přibližné odhady stáří, síly magnetického pole až po určení v jakém vývojovém stádiu daný pulsar je a jak se bude pravděpodobně vyvíjet dál. Pulsary se rodí z explozí supernov a krátce po svém vzniku se objevují v levém horním rohu $P\dot{P}$ diagramu. Pokud platí předpoklad neměnné síly magnetického pole, pulsar postupně během svého života cestuje $P\dot{P}$ diagramem směrem doprava dolů podél čáry konstantního B a křížuje postupně čáry konstantního charakteristického věku τ . Pulsary jejichž charakteristický věk je obvyčejně $< 10^5$ let jsou často nacházeny v blízkosti pozůstatků po supernovách. Pulsary delšího věku jsou už buďto daleko od místa

výbuchu supernovy, díky velkému kinetickému impulsu, který jim díky nesymetrické explozi byl při zrodu udělen, nebo už záření mlhoviny zesláblo pod detekční možnosti našich pozorovacích zařízení.

Sledování časového vývoje chování pulsarů v $P\dot{P}$ diagramu je pro nás velice důležitým nástrojem pro ověřování některých teorií a předpokladů. Ukazuje se totiž například, že je opravdu poměrně reálná možnost, že jak pulsary stárnou, nemusel by platit předpoklad konstantní síly magnetického pole, ale že slábne na časové škále $\sim 10^7$ let. Tento fakt zapříčiňuje, že se staré pulsary začnou po nějaké určité delší době odchýlovat v $P\dot{P}$ diagramu od čar konstantního B a klesat dolů.

Asymptoticky se pak blíží k čarám konstantní periody za stále se zeslabujícího magnetického pole a tím i klesajícího tempa zpomalování rotace. Celý tento sestup máme možnost pozorovat až do okamžiku, kdy se v $P\dot{P}$ diagramu dostane pod tzv. *hranici smrti* ($\sim 10^{30}$ erg s^{-1}), pod kterou už pulsar prostřednictvím rotujícího magnetického pole neuvolňuje dostatek energie, aby byl schopen vyzařovat na rádiových frekvencích.

Kromě hlavní nejpočetnější centrální skupiny obyčejných pulsarů, můžeme v $P\dot{P}$ diagramu objevit i asociace některých exotičtějších druhů. V horní části diagramu (přibližně nad čarou konstantního B o síle 10^{14} G) můžeme pozorovat skupinku extrémně magnetických pulsarů speciálního typu *AXP* (Anomalous X-ray Pulsar) a *SGR* (Soft Gamma-ray Repeater), které se souhrnně nazývají *magnetary* (odvozeno jako zkratka slov „MAGNETic stAR“). Druhou velice specifickou skupinou pulsarů jsou pulsary, které jsou součástí dvojhvězdných systémů a MSP. Tyto pulsary můžeme v $P\dot{P}$ diagramu nalézt v levé spodní části pod úrovní tzv. *urychlovací hranice*, která má hodnotu $\log(\dot{P}/P) \approx -16$. Prakticky všechny pulsary s periodou menší než $\approx 0,1$ s patří do této skupiny. Jejich periody se pohybují v rozmezí až k jednotkám milisekund a jsou charakteristické nesmírně stabilními periodami rotace na velice dlouhých časových škálách ($\dot{P} \approx 10^{-20}$ s s^{-1}). Podrobnější informace k této specifické třídě pulsarů viz Kapitola 3.

2.6 Magnetické pole

Neutronové hvězdy jsou hvězdy s nejsilnějšími magnetickými poli ve vesmíru. Síla jejich polí vyplývá z procesu z gravitačního kolapsu obyčejné hvězdy. V takovýchto klasických hvězdách má magnetické pole obyčejně sílu okolo 10^2 Gaussů (10^{-2} Tesla) a je uzamčeno zamrznuté v hvězdném plazmatu, jakmile se ale taková hvězda o poloměru v řádech 10^6 km zhroutlí do objektu o poloměru už jen asi 10 km, rapidně vzroste hustota nejen látky, ale i magnetického pole. Při zhroucení jsou totiž zachovány všechny siločáry magnetického pole, ale jsou více zmáčkнутy k sobě, tím pádem ohromně vzroste hustota magnetického pole a tím i jeho síla v průměru o 8 – 10 řádů (v některých případech (u magnetarů) až o 13 řádů!).

Magnetické pole existuje uvnitř supravodivého nitra hvězdy v podobě kvantových proudových trubic. Jejich plošná hustota je pak přímo úměrná síle magnetického pole.

Pro pole o velikosti $B_{12} \times 10^{12}$ G je plošná hustota dána jako $5 \times 10^{18} B_{12} \text{ cm}^{-2}$. Jednoznačně nejvýznamnějším projevem takto silných magnetických polí je jednoznačně emise netermální složky záření a s ní spojené zpomalování rotace hvězdy \dot{P} . To se děje prostřednictvím emise elektromagnetického záření vycházejícího z oblastí magnetických pólů na úkor momentu hybnosti rotačního pohybu hvězdy. Tohoto jevu se nejčastěji používá, jako účinná metoda pro nalezení hodnoty síly magnetického pole při povrchu hvězdy za pomoci odpozorovaného vývoje rotační periody hvězdy.

Abychom našli závislost mezi silou magnetického pole B a tempem zpomalování rotace \dot{P} , musíme nalézt celkový výkon P_{rad} vyzářený rotujícím magnetickým dipólem obecně skloněným vůči rotační ose o úhel $\alpha > 0$. To provedeme analogií Larmorova vzorce vyzařování elektrického dipólu pro dipól magnetický:

$$P_{\text{rad}} = \frac{2 m_{\perp}^2 \Omega^4}{3 c^3} = \frac{2 m_{\perp}^2}{3 c^3} \left(\frac{2\pi}{P} \right)^4 = \frac{2}{3 c^3} (BR^3 \sin \alpha)^2 \left(\frac{2\pi}{P} \right)^4, \quad (2.11)$$

kde m_{\perp} je kolmá složka magnetického dipólového momentu, P je perioda pulsaru a R poloměr hvězdy. Pokud tedy předpokládáme, že celkový vyzářený výkon rotujícího magnetického dipólu je zodpovědný za úbytek rotační kinetické energie hvězdy $P_{\text{rad}} = -dE_{\text{rot}}/dt$, pak za pomoci rovnice 2.6 můžeme psát:

$$\frac{2}{3 c^3} (BR^3 \sin \alpha)^2 \left(\frac{4\pi^2}{P^2} \right)^2 = \frac{4\pi^2 I \dot{P}}{P^3}, \quad (2.12)$$

$$B > \left(\frac{3 c^3 I}{8\pi^2 R^6} \right)^{1/2} (P \dot{P})^2. \quad (2.13)$$

Po vyjádření konstant v první závorce pro typický pulsar v jednotkách *cgs* dostáváme konečně kýžený vztah pro minimální sílu magnetického pole při povrchu pulsaru:

$$\left(\frac{B_{\text{surf}}}{\text{Gauss}} \right) > 3,2 \times 10^{19} \left(\frac{P \dot{P}}{\text{s}} \right)^{1/2}. \quad (2.14)$$

Studium zpomalování rotace pulsarů je tak jednou z nejčastějších a nejvýznamnějších metod určení síly magnetického pole. U některých velice mladých pulsarů je dokonce možné měřit i časovou derivaci tohoto zpomalování \ddot{P} a tam se opravdu ukazuje, že nemusí být nutně velikost magnetického pole pořád konstantní.

Mezi všemi typy neutronových hvězd jsou samozřejmě ty, u kterých se přítomnost jejich magnetického pole projevuje jen málo, ale jsou takové, pro které je magnetické pole hned po boku pole gravitačního hlavní určujícím aspektem jejich vývoje a zdrojem specifických vlastností. První skupinou neutronových hvězd, které velice notně přispívají ke zlepšení našich znalostí o magnetických polích, jsou rentgenové dvojhvězdy.

Látka, která přetéká z jedné složky systému na neutronovou hvězdu a tvoří kolem ní nejdříve akreční disk, na ní poté dopadá v dvou přesně vymezených oblastech magnetických pólů.

Druhým typem neutronových hvězd s tak dominantním vlivem magnetického pole, že jsou po něm i pojmenovány, jsou magnetary. Jedná se o speciální typ neutronových hvězd, jejichž počáteční rychlost byla dostatečně vysoká na to, že mohlo dojít k aktivaci tzv. α - Ω dynamo efektu (Duncan a Thompson (1992)). Tento efekt je schopen znásobit sílu magnetického pole až o řády oproti klasickým obyčejným pulsarům na hodnoty $\sim 10^{15}$ G. Pro aktivaci α - Ω dynamo efektu je klíčová doba 10 – 30 s po explozi supernovy, kdy je nitro neutronové hvězdy ještě příliš mladé a horké na to, aby z ní měly možnost uniknout všechna při explozi se uvolňující neutrína. Díky nim dochází k bouřlivému promíchávání hmoty nitra hvězdy včetně její supravodivé složky, podpořené ještě výraznou diferenciální rotací hvězdy.

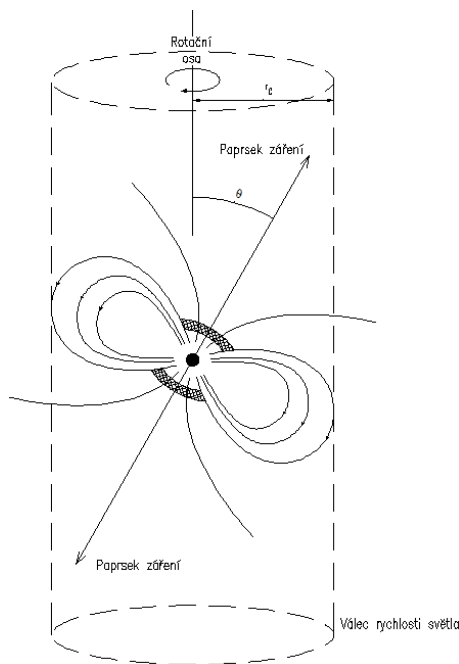
2.7 Magnetosféra

Ačkoliv má silné magnetické pole na látku v nitru hvězd vesměs spíše sporadický vliv, jakmile se dostaneme nad povrch hvězdy a do její těsné blízkosti, dostaneme se do oblasti, kde má magnetické pole dominantní vliv na všechny fyzikální procesy. Dokonce jednoznačně převažuje i nad jinak extrémně silným gravitačním polem neutronových hvězd. Poměr:

$$\frac{GMm}{r^2} \bigg/ \frac{e\Omega rB}{c} \quad (2.15)$$

se pro pulsary pohybuje kolem hodnoty 10^{-12} . Díky takto rychle rotujícímu silnému magnetickému poli, je mimo hvězdu generováno silné lokální elektrické pole, jehož dominance je patrná zejména v oblasti od povrchu hvězdy v radiálním směru až do vzdálenosti $r_c = c/\Omega$. Je to vzdálenost, ve které by materiál, zachycený podél magnetických siločar korotujících společně s pulsarem o úhlové rychlosti Ω , dosáhl oběžné rychlosti rovné rychlosti světla c . Tato vzdálenost definuje tzv. *válec rychlosti světla* (nebo také: *světelný válec*). Uvnitř tohoto válce se nachází ionizovaná *magnetosféra* vysoko-energetického plazmatu, které v drtivě většině korotuje společně s pulsarem až do vzdálenosti r_c . Je to právě magnetosféra, která je místem vzniku paprsků pozorovaného záření (obr. 2.4). Goldreich a Julian (1969) analyzovali pole a hustoty nábojů, které by se měli utvořit v magnetosféře toho nejjednoduššího typu, kde je osa magnetického pole souběžná s rotační osou. Magnetosféra je nesmírně dobrý vodičem podél siločar, ale zato ve směru kolmém na ně se chová jako velice účinný izolátor, v čemž se podobá vysoce vodivé látce v nitru hvězdy.

Jak je vidět na obrázku 2.4 magnetosféra neutronových hvězd se dá rozdělit na dvě základní oblasti, rovníkovou a polární. Rozhraní mezi oběma oblastmi je definováno posledními magnetickými siločarami, které se dotýkají světelného válce, ale ještě jím neprocházejí. Nabitě částice jsou v magnetosféře uvězněny podél uzavřených siločar rovníkové oblasti, ale čas od času mohou uniknout a podél otevřených siločar

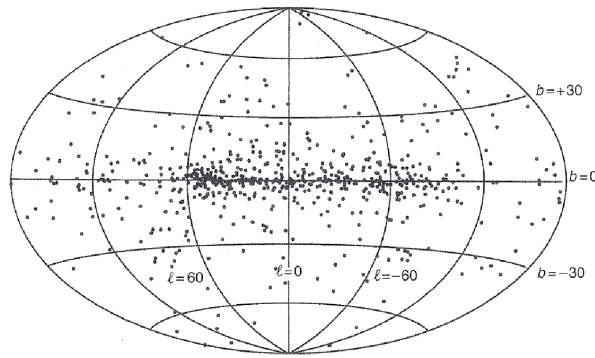


Obrázek 2.4: Základní charakteristika struktury magnetosféry pulsaru. V oblasti s radiální vzdáleností od rotační osy menší jak $r_c = c/\Omega$ se nachází korotující magnetosféra. Magnetické siločáry, které se dotýkají světelného válce, definují okraje polárních čepiček v místech magnetických pólů. Oblast, ze které je emitováno rádiové záření, je vyznačena křížným vyšrafováním. Poněvadž se mohou nabitě částice pohybovat pouze podél magnetických siločar, jsou ty, co obíhají podél uzavřených siločar v rámci světelného válce uvězněny v korotující magnetosféře, pouze ty, co se dostanou k otevřeným siločarám, mohou uniknout pryč.

polární oblasti vylétávat vysokou rychlostí pryč. V polární oblasti existují dvě *vakuové mezery*, ve kterých extrémně silná elektrická pole urychlují částice až k vysokým relativistickým energiím. Jedna z nich se nachází v oblasti polárních čepiček v úzkém okolí kolem magnetických pólů hvězdy. Částice, které jsou zde silným elektrickým polem takto urychlovány, mohou proudit pryč od hvězdy skrze světelný válec a mohou také podněcovat vznik papřsků rádiového synchrotronového záření, které pozorujeme u obyčejných radiových pulsarů.

Druhá mezera je jakýmsi rozšířením polární mezery, která se tvoří na rozhraní rovníkové a polární oblasti magnetosféry. Zpětný tok nabitých částic procházející tímto rozhraním vyrovnává odtok náboje skrze polární oblast. Vnější druhá mezera je zdrojem vysoko-energetických fotonů pozorovaných u těch nejmladších a MSP v rozmezí od optického oboru až po záření gamma. Povahy mechanismu vyzařování tohoto vysoko-energetického záření ve vnější mezeře je lépe známá a pochopena než mechanismus vyzařování v rádiovém oboru v kterékoliv z oblastí.

Pro mladé pulsary je takto popsán tok energie unikající z mateřské hvězdy do okolního mezihvězdného prostoru dostatečně silný na to, aby dokázala zprostředkovat tok vysoko-energetických částic, které jsou schopny živit okolní mlhovinu, vytvářející tzv. *emisní mlhovinu*. Ukázkovým příkladem pro tento jev je Krabí mlhovina, která



Obrázek 2.5: Graf rozložení pulsarů v Galaxii v závislosti na galaktocentrických souřadnicích.

je plně poháněna rotační energií pulsaru v jejím centru. V tomto případě, stejně jako v jiných podobných dalších, je část této energie přenášena z pulsaru v podobě výtrysků částic podél rotační osy pulsaru.

2.8 Distribuce pulsarů v Galaxii

Stále velká část populace pulsarů oku pozorovatelů uniká díky tomu, že jsou velice málo svítivé, jsou příliš daleko, jejich paprsek nezasáhne během rotace Zemi nebo jsou důvodem jiné výběrové efekty spojené především s charakterem teleskopů a jednotlivých pulsarových přehlídek. I tak lze mnoho říct o jejich rozložení v Galaxii. Ty mladší a více svítivé pulsary nejčastěji nacházíme v blízkosti roviny Galaxie, zatímco ty starší už během svého života stihnují z této oblasti odletět a postupně zeslábnout ve své svítivosti..

Na obrázku 2.5 vidíme mapu rozložení prvních 1600 obyčejných pulsarů objevených v různých přehlídkách. Rozložení je uvedeno v závislosti na galaktických souřadnicích a je z něj vidět zřetelná koncentrace pulsarů ke galaktické rovině. Míra pokrytí celého prostoru však je daleko od ideálního stavu, protože přehlídky věnované pulsarům jsou zatíženy řadou výběrových efektů spojených se soustředěním se na jednotlivé části oblohy (např. Parkes – nízké gal. šířky, Arecibo – $l \approx 50^\circ$, atd). Významný efekt měla i tehdejší nižší citlivost detektorů, díky které nebylo možné detekovat množství jak krátkoperiodických pulsarů, tak pulsarů v obecném směru ke galaktickému středu, kde se nacházelo příliš velké množství rušivého šumu pozadí.

Za pomoci modelu rozložení volných elektronů *NE2001* (Cordes a Lazio (2004)), jsme z naměřených hodnot disperze jednotlivých pulsarů odvodili nejlepší odhady jejich vzdáleností. Silné zvýhodňování hvězd, které se nacházejí v blízkosti Slunce, se také projevuje v případě, že se rozhodneme zjistit míru koncentrace pulsarů vzhledem ke galaktické rovině. Ačkoliv velká část vzorku dat patří pulsarům v blízkosti Slunce, má se obecně za to, že by stejný přibližně exponenciální pokles četnosti s rostoucí výškou nad rovinou měl být i v oblastech blíže galaktickému středu. Proto můžeme tento typ rozložení považovat za příliš neovlivněný negativními výběrovými efekty a velice se tak

blíží skutečné modelové představě o rozložení pulsarů ve směru kolmém na galaktickou rovinu.

Nyní víme, kde můžeme očekávat vysokou koncentraci obyčejných galaktických pulsarů a kde jich naopak podle statistiky bude méně a jaké budou mít asi vlastnosti. Existují však specifické druhy pulsarů, jejichž populace vykazují více či méně rozdílné rozložení oproti pulsarům klasickým. Hlavní takovou specifickou populací pulsarů jsou *MSP* s periodami < 30 ms. Většina dosavadních přehlídek detekovala těchto hvězd jen velmi malé množství, přestože i přes nízké tempo jejich vzniku jsou hodnoty jejich charakteristických věků mnohem větší (10^9 let) a mělo by jich tedy být mnohem více než obyčejných rádiových pulsarů. Většina *MSP* je objevována ve vzdálenosti do 3 kpc od Slunce ale hlavně v kulových hvězdokupách. V těch se nachází mnohem vyšší zastoupení krátko-periodických pulsarů oproti pomaleji rotujícím, což je naopak než v galaktickém disku. Odhady celkového počtu populace *MSP* se bez přihlídnutí k výběrovým efektům pohybují kolem podobné hodnoty jako u obyčejných pulsarů 30 000 členů (Lyne et al. (1998)), ale pokud zahrneme i slabě svítivé hvězdy a jako u obyčejných pulsarů uvážíme i faktor šířky pulzu, dostáváme se až na 400 000 takovýchto hvězd v naší galaxii.

Kapitola 3

Milisekundové pulsary (MSP)

Pulsary a neutronové hvězdy obecně jsou díky svým speciálním vlastnostem poprávu považovány za nejextrémnější hvězdné objekty ve vesmíru. I přesto však mezi nimi můžeme najít specifickou část populace, jejíž vlastnostmi ještě převyšuje i své samotné bratry. MSP se významně odlišují od obyčejných rádiových pulsarů zejména díky velice krátkým a stabilním periodám rotace, $P \lesssim 30$ ms s extrémně nízkými hodnotami její časové derivace, $\dot{P} \lesssim 10^{-19} \text{ s s}^{-1}$. Podle současně uznávaných evolučních teorií jsou MSP velice staré neutronové hvězdy s charakteristickými věky $\tau = P/2\dot{P} \sim 0,1 - 10$ Gyr a slabými povrchovými magnetickými poli $B_{\text{surf}} \simeq 3,2 \times 10^{19} (P\dot{P})^{1/2} \lesssim 10^{10}$ G. Takto vysoké rotační rychlosti podle všeho získali díky přenosu momentu hybnosti během fáze akrece hmoty v těsném dvojhvězdném systému, která je pravděpodobně zodpovědná i za zeslabení magnetického pole.

3.1 Osobitá populace pulsarů

Velká většina pulsarů se zrodí při výbuchu supernovy a díky intenzivnímu vyzařování postupně zpomalují svoji rotaci z počátečních několika desítek milisekund až po svou „smrt“ s rotací v řádech několika sekund, kdy může pulsar přestat vyzařovat úplně a nebo dostatečně silně na to, aby byl z naší vzdálenosti detekovatelný. Tyto obyčejné pulsary označujeme jako *rotací poháněné pulsary*, a to z důvodu, že většina vyzářené energie je řízena zpomalováním rotace. MSP však tvoří specifickou populaci mnohem déle žijících pulsarů, které se díky akreci materiálu z druhé složky těsného dvojhvězdného systému začaly ze stádia rotací poháněného pulsaru vyvíjet odlišným směrem. Z důvodu, že většina vyzářené energie je řízena množstvím materiálu, který dopadá na povrch pulsaru a předává svůj moment hybnosti hvězdě, nazýváme tuto skupinu pulsarů *akrecí poháněné pulsary*. Díky znovu-urychlení rotace jsou MSP mnohdy označovány i jako tzv. *recyklované pulsary*. Většina z nich je stále součástí dvojhvězdného systému, existuje však pár takových, které o svého souputníka přišli, ať už to bylo blízkým setkáním s jiným hmotným vesmírným objektem nebo byl systém roztržen výbuchem supernovy.

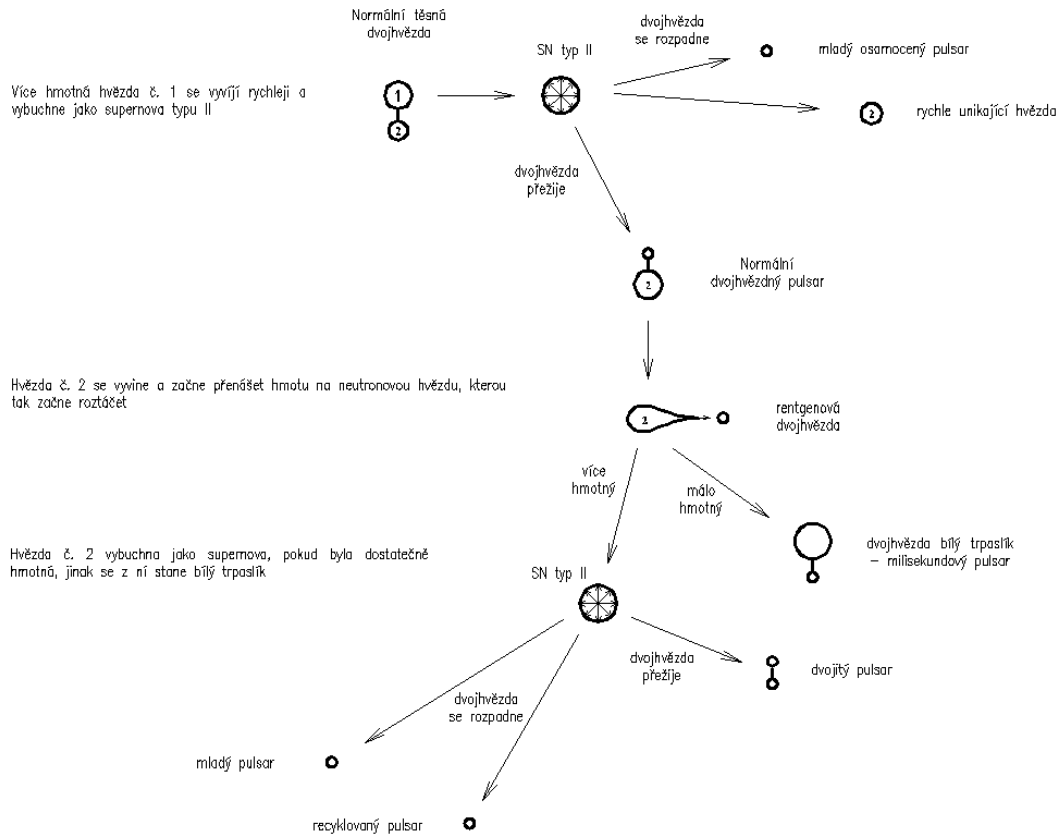
Obyčejné pulsary by se měly obecně časem díky výraznějšímu poklesu periody posouvat doprava ideálně podél čar konstantního magnetického pole, než vyhasnou nebo se stanou nedetekovatelnými. Některé z nich však mají to štěstí, že jsou součástí dvojhvězdného systému, proto se v určitém bodě této vývojové dráhy většina pulsarů oddělí a přesunou se do levé spodní části diagramu, charakterizované nejen velice nízkými periodami ale zejména extrémně pomalým úbytkem rotační energie, díky čemuž není jejich další vývoj na $P\dot{P}$ diagramu tak rychlý jako u obyčejných pulsarů. Na obrázku 2.3 vidíme, jak jsou MSP rozloženy v $P\dot{P}$ diagramu v porovnání se zbytkem populace jiných pulsarů. MSP ztrácí v porovnání s obyčejnými pulsary tak málo rotační energie, protože během roztáčecí fáze dochází k zeslabení síly magnetického pole hvězdy až o 3 – 4 řády, pravděpodobně díky tomu, že dopadající akreující látka svým tlakem pohřbívá magnetické siločáry hlouběji pod povrch hvězdy. Právě rotující magnetické pole pulzaru je hlavní příčinou vyzařování energie pulzaru, které je živeno na úkor rotační energie.

3.2 Vznik a vývoj dvojhvězdného systému

Podle obecně uznávaných představ o vzniku MSP jsou právě pulsarové rentgenové dvojhvězdy významným předstupněm v jejich vývoji. V obecném pojetí jsou rentgenové dvojhvězdy definovány jako těsné systémy, mezi jejichž složkami dochází k výměně a následné akreci hvězdného materiálu. Jeho dopad na povrch jedné ze složek je silným zdrojem rentgenového záření. Základním předpokladem pro výměnu látky je kritérium dostatečné těsnosti dvojhvězdného systému, u dvojhvězd s velkou hodnotou hlavní poloosy k tomuto procesu nedochází. Existuje celá řada konfigurací rentgenových dvojhvězd obsahující různé hvězdné objekty (obyčejné hvězdy, bílí trpaslíci, neutronové hvězdy) nebo černé díry. V našich úvahách se však zaměříme pouze na systémy, kde jednou ze složek je pulsar (obecněji neutronová hvězda), neboť jen takové systémy dávají vzniknout našim zkoumaným MSP.

Je důležité si všimnout, že téměř každá neutronová hvězda, která byla ztotožněna s nějakým rentgenovým zdrojem, se nacházela ve dvojhvězdném systému, zatímco jen asi každý desátý obyčejný pulsar vyzařující v rádiovém oboru můžeme v takovém systému najít.

Už jsme si řekli, že periodické rentgenové záření, které u těchto zdrojů pozorujeme, vzniká díky akreci plynného materiálu, který je přenášen z primární složky na složku kompaktní. K tomuto procesu dojde díky přetečením tzv. *Rocheova laloku*. Materiál pozvolna přetéká skrze jeho hranici a je velice rychle zachycen gravitačním vlivem kompaktní složky. Pro tento mechanismus ztráty hmoty jsou charakteristické hodnoty okolo $3 \times 10^{-4} - 3 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{rok}$ (Davidson a Ostriker (1969), Van den Heuvel (1973)). Díky tomu, že má přeteklý materiál dostatečný moment hybnosti, nedopadá na kompaktní složku přímo, ale vytváří kolem ní akreční disk (obrázek 3.2). Podrobnějším popisem chování přenášené látky akrečního disku v prostředí dvojhvězdného systému se budeme věnovat v Kapitole 3.3.



Obrázek 3.1: Schéma vývoje dvojhvězdných systémů.

To, že se z nějakého dvojhvězdného systému však stane takový, ve kterém začne probíhat takovýto přetok hmoty a následné urychlení rotace neutronové složky, záleží na několika důležitých parametrech obecného vývojového scénáře dvojhvězdných systémů, který se dá popsat takto: (graficky znázorněný na obrázku 3.1):

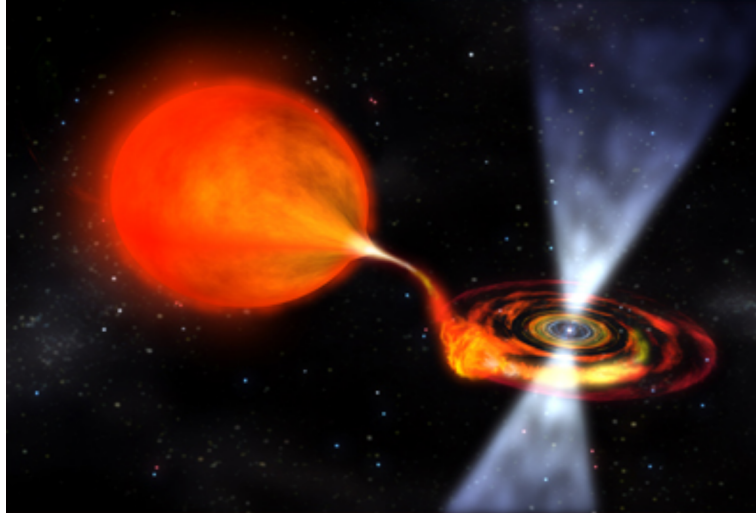
- Na samém počátku vývoje je hmotný těsný dvojhvězdný systém skládající se ze dvou navzájem obíhajících se hvězd hlavní posloupnosti různých hmotností.
- Díky většímu množství hmoty působí na jádro hmotnější složky (hvězda č. 1) větší gravitační síly než na méně hmotnou složku (hvězda č. 2), což vede k rychlejšímu spalování paliva vyvíjí se tak mnohem rychleji. Měla-li hvězda č. 1 dostatečnou počáteční hmotnost ($\sim 8 - 20 M_{\odot}$), vybuchne po čase jako *supernova typu II* a stane se z ní neutronová hvězda.
- Velice pravděpodobné je, že se systém roztrhne ať už díky slabší vazbě mezi složkami nebo kvůli asymetrické povaze exploze která udělí oběma složkám značný kinetický impulz. Obě složky pak můžeme pozorovat jako osamocený obyčejný pulsar a hmotnou obyčejnou hvězdu oba s výrazným vlastním pohybem. Pokud však systém explozi přežije, můžeme je pozorovat jako dvojhvězdný obyčejný pulsar s hvězdou hlavní posloupnosti.

- Následuje fáze, kdy se hvězda hlavní posloupnosti, nyní hmotnější složka, začne rozpínat až dosáhne maximálního objemu na hranici Rocheova laloku a jakákoliv další látka už je zachycena gravitačním polem pulsaru a je akreována v podobě tenkého disku na jeho povrch. Dopadající látka přeměňuje svou potenciální energii v tak velké teplo, že je zdrojem rentgenového záření a my tak můžeme pozorovat systém zvaný *pulsarová rentgenová dvojhvězda*.
- Dopadající látka s sebou nese také značné množství momentu hybnosti, který předává pulsaru a urychluje rotaci pulsaru až do řádů milisekund. Jakmile je tímto přetokem po čase přenesena veškerá hmota obalu hvězdy č. 2, zbývá na jejím místě pouze její kondenzované jádro (bílý trpaslík). Recyklovaný MSP pak může být pozorován ve dvojhvězdném systému s bílým trpaslíkem jako jeho druhou složkou.
- Pokud však měla hvězda č. 2 (nyní bílý trpaslík) dostatečně velkou počáteční hmotnost, dojde po čase i na její kolaps a její výbuch jako supernova typu II. Opět může stejně jako u první exploze v tomto systému dojít buďto k roztržení systému nebo jeho přežití. Roztržení vede vzniku osamocené velmi mladého pulsaru a osamocené starého zrecyklovaného MSP, oba opět s výrazným vlastním pohybem.
- Jestliže se mu podaří přežít i druhou explozi, vzniká *neutronová dvojhvězda*, tvořená mladým obyčejným pulsarem a starším milisekundovým. Pokud máme štěstí, můžeme obě hvězdy pozorovat jako pulsary, ale v drtivé většině případů mladá složka rychle vyhasne a my máme možnost pozorovat pouze MSP.

Podle výše uvedeného modelu je zřejmé, že převážně jediným rozhodujícím faktorem ovlivňujícím vývoj celého systému je jeho celková hmotnost. U málohmotných dvojhvězd jde obecně o velmi staré systémy, proto optické složky takovýchto systému řadíme do skupiny starších hvězd populace II. Pro vysoce hmotné systémy je pak logické mnohem rapidnější tempo celkového vývoje a tedy obsahují optické složky mladší populace I.

3.3 Standardní model diskové akrece

Hlavním úkolem této kapitoly je však nastínit některé nejdůležitější aspekty akrece, které jsou specifické právě pro takové rentgenové dvojhvězdy, jejichž kompaktními složkami jsou neutronové hvězdy. Na začátek budeme tedy uvažovat rovnoměrný tok materiálu, jež bude charakterizován množstvím hmoty \dot{M} , která za jednotku času přeteče z primární složky na neutronovou hvězdu o hmotnosti M_x a poloměru R_x . Pro naše první hrubé odhady budeme prozatím zanedbávat vliv magnetického pole na pohyb plynu a budeme předpokládat, že tok materiálu bude mít charakter *Keplerovského akrečního disku* a jeho rychlost bude odpovídat rychlosti volného pádu v_{ff} . Tuto rychlost si plyn zachovává po celou dobu akrece až do okamžiku, kdy dosáhne pevného



Obrázek 3.2: Představa podoby těsného dvojhvězdného systému, v němž hmota přeteklá z hvězdy hlavní posloupnosti tvoří okolo pulsaru akreční disk

povrchu hvězdy. Při dopadu je plyn okamžitě zbrzděn a jeho dopadová kinetická energie se přemění na teplo a záření

Otázkou však je, z jakého důvodu se tok akreující látky rovnoměrně ustálí na množství, jež má na svědomí pozorované hodnoty svítivosti pohybující se nejčastěji kolem 10^{37} erg s^{-1} , ale nikdy nepřekročí několik 10^{38} erg s^{-1} . Aby mohl fungovat proces akrece látky, musí převážit gravitační přitažlivý účinek nad zářivou silou fotonů při povrchu. Poněvadž obě síly klesají se čtvercem vzdálenosti, existuje určitá limitní hodnota svítivosti, tzv. *Eddingtonův limit*, nad kterou tlak záření převažuje nad gravitací:

$$F_{\text{Edd}} = \frac{4\pi cGM_x m_p}{\sigma_T} = 1,3 \times 10^{38} \left(\frac{M_x}{M_{\odot}} \right) \text{ erg } s^{-1}. \quad (3.1)$$

Přestože je disk poměrně rozměrný, většina gravitační energie se uvolňuje a většina záření vzniká v nejnvnitřnějších částech disku, kdežto na opačném okraji disku dochází k zásobení novou látkou a odnosu momentu hybnosti. Jednotlivé elementy látky by měly obíhat po přesných kruhových drahách, ale díky viskózním točivým momentům, které jim odebírají část momentu hybnosti, vlastní malou část dostředného radiálního pohybu. Pohyb látky tak má podobu těsně navinuté spirálovité trajektorie, jak je jejich moment hybnosti odnášen z vnitřních k vnějším částem disku.

Pokud vyřešíme a vhodně zkombinujeme rovnice zachování (hmotnosti, momentu hybnosti, energie, vertikální složky hybnosti), viskozity a přenosu záření, získáme devět funkcí pro devět základních veličin, kterými můžeme specificky popsat strukturu akrečního disku kolem kompaktních objektů: $\rho(r)$, $h(r)$, $\Sigma(r)$, $v_r(r)$, $P(r)$, $T(r)$, $f_{\phi}(r)$, $\bar{\kappa}(r)$ a $F(r)$ závislé na r , M a \dot{M} . Ačkoliv není jejich vyřešení zas tak úplně jednoduché, bylo objeveno jejich odvozením pro pevně stanovené předpokládané hodnoty M a \dot{M} (Shakura a Sunyaev (1973), Novikov a Thorne (1973)), že by se disk mohl dát výhodně rozdělit tří odlišných částí v závislosti na r :

1. *Vnější oblast* ve velkých vzdálenostech od centrální hvězdy, ve které tlak plynu převyšuje nad tlakem záření a kde je opacita řízena volně-volnou absorpcí.
2. *Střední oblast* v bližších vzdálenostech, kde také tlak plynu převyšuje nad tlakem záření, ale opacita je zde již více daná rozptylem na elektronech.
3. *Vnitřní oblast* při těch nejmenších vzdálenostech, kde už dominuje tlak záření nad tlakem plynu a kde opět rozptyl kontroluje opacitu více než absorpce.

3.4 Vliv silného magnetického pole

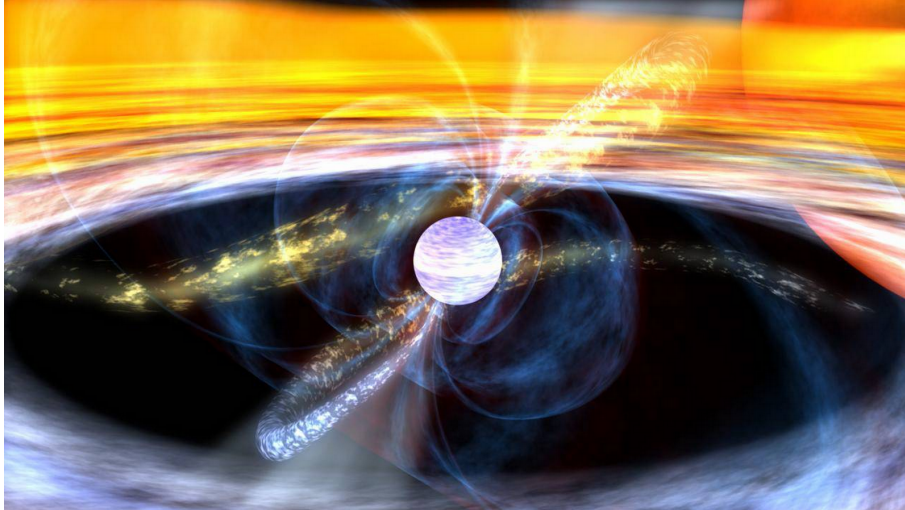
Jde-li o pulsarové rentgenové zdroje objevují se díky extrémním hodnotám magnetického pole neutronových hvězd jevy, které specifickým způsobem mění to, jakým způsobem dochází k akreci látky oproti standardnímu modelu. To se rozprostírá od jejich povrchu až na velké vzdálenosti od hvězdy v podobě dominantní hvězdné magnetosféry. Dominantní v tom smyslu, že má enormní vliv na celou řadu akrečních procesů, jelikož je při nich přenášeno obrovské množství materiálu bohatého na nabitě částice. Struktura a síla magnetického pole ovlivňuje především to, po jaké trajektorii a jakým způsobem materiál dopadá na hvězdný povrch, jak je přenášen točivý moment na už tak dost rychlé rotující hvězdu. První přelomové teorie na téma struktury magnetického pole rotující neutronové hvězdy a jeho vlivu na tok akreujícího plynu byly nastíněny v pracech: Pringle a Rees (1972), Davidson a Ostriker (1973) a Lamb a kol. (1973).

I přesto, že je magnetické pole neutronových hvězd extrémně silné a má na akreující hmotu takový značný vliv, neplatí to neomezeně v celé oblasti akrece. Ve větších vzdálenostech jeho síla velice rychle slábne, a proto pro větší poloměry můžeme i nadále brát za platné odvozené závislosti standardního modelu sférické nebo diskové akrece z předchozí kapitoly. Avšak blíže k hvězdnému povrchu se zdá, že magnetické pole kontroluje tok hmoty bezvýhradně naprosto odlišným způsobem (viz obrázek 3.3). Musí tedy existovat nějaký poloměr, určitá hranice, na které se vyrovnává síla magnetického pole s celkovou hustotou kinetické energie akreující hmoty. Tuto hranici charakterizuje specifický poloměr magnetosférického rozhraní, r_A zvaný *Alfvénův poloměr*. Ten je pak závislý zejména na parametrech akrečního toku a neutronové hvězdy samotné a lze ho vyjádřit takto:

$$r_A = \left(\frac{\mu^4 GM}{2L^2 R^2} \right)^{1/7} = 3,5 \times 10^8 L_{37}^{-2/7} \mu_{30}^{4/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/7} R_6^{-2/7} \text{cm}, \quad (3.2)$$

kde L_{37} představuje hodnotu světelného toku v jednotkách $10^{37} \text{ erg s}^{-1}$, μ_{30} je magnetický dipólový moment v jednotkách 10^{30} G cm^3 a R_6 je hodnota poloměru hvězdy v jednotkách 10^6 cm . Pokud tedy dosadíme do této rovnice parametry typické pro neutronové hvězdy, dostáváme $r_A \gg R$.

Ve vzdálenostech větších než je Alfvénův poloměr, vliv magnetického pole na tekoucí plasmu je velice slabý, ale jakmile se tok plazmatu dostane na rozhraní popsané



Obrázek 3.3: Představa morfologie toku hmoty v těsné blízkosti silného magnetického pole pulsaru. Jasně je zřetelná hranice mezi tokem v akrečním disku a sférou dominantního vlivu magnetosféry. Za touto hranicí hmota teče už pouze výlučně podél siločar k místům magnetických pólů hvězdy.

Alfvénovou plochou o poloměru r_A , je veškerá hmota svedena do proudů kopírující magnetické pole, které ohraničují hvězdné pole za r_A a obohacují ho uvnitř tohoto poloměru. Hmota se váže na siločáry magnetického pole a podél nich dopadá na povrch hvězdy v podobě úzkého akrečního sloupce v místech magnetických pólů (Pringle a Rees (1972), Davidson a Ostriker (1973), Lamb a kol. (1973)). Jelikož uvažujeme model ideálního dipólového magnetického pole můžeme vyjádřit přibližnou hodnotu plochy příčného řezu akrečního sloupce těsně nad povrchem hvězdy:

$$A \approx \pi R^2 \sin^2 \theta_c \approx 10^{10} \text{ cm}^2, \quad (3.3)$$

což představuje pouze velmi malou část z celkové plochy povrchu hvězdy.

V návaznosti na některé práce zaměřené na téma vlivu magnetosféry neutronových hvězd na své okolí (Arons a Lea (1976), Elsner a Lamb (1976, 1977)), by však mohl existovat i další způsob, kterým by se mohla hmota k povrchu hvězdy dostávat. Podle nich by mohla výměna hmot pomocí Rayleigh-Taylorovy nestability být u velké části případů tím nejvýznamnějším mechanismem, kterým se plasma dostává do nitra magnetosféry. Tato nestabilita by měla teoreticky dovolit, aby se plasma v podobě shluků nebo typických filamentů dostávala skrze rozhraní magnetosféry mezi magnetickými siločarami a pak postupně klesala volně až k povrchu hvězdy, aniž by byla zachycena a svedena přísně podél magnetických siločar. Hmota bude sice dál přednostně dopadat poblíž magnetických pólů, ale efektivní plocha, kterou zaujímá dopadající látka zahřívá část povrchu, bude znatelně větší, než jakou vyvozuje rovnice 3.3.

3.5 Zrychlení rotace

Výše uvedená specifika diskového akrečního mechanismu u neutronových hvězd naznačují, že by měl existovat obzvláště jednoduchý vztah mezi tempem zrychlování rotace neutronové hvězdy $-\dot{M}$ a hodnotou $PL^{3/7}$ jako jeho důsledkem. Ve srovnání s obyčejnými rádiovými pulsary, které vykazují zpomalování rotace s časem, u rentgenových pulsarů máme možnost naopak pozorovat sekulární *zrychlování*. Proto tedy očekáváme, že tempo zrychlování rotace bude odrážet princip, jakým je přenášen moment hybnosti z dopadající látky na akreující hvězdu, který je zas silně závislý na tom, jakým způsobem dochází k toku látky mimo magnetosféru.

Uvažujme tedy, že je moment hybnosti přenášen pomocí diskové akrece na neutronovou hvězdu, jejíž osa rotace je souběžná s osou magnetického pole. Vytvoříme myšlenou soustavu hvězda+magnetosféra uzavřenou pod plochou S. Dále můžeme pro zjednodušení zanedbat vliv magnetického a viskózního točivého momentu. Výsledný vztah pro tempo urychlování rotace pak můžeme zapsat:

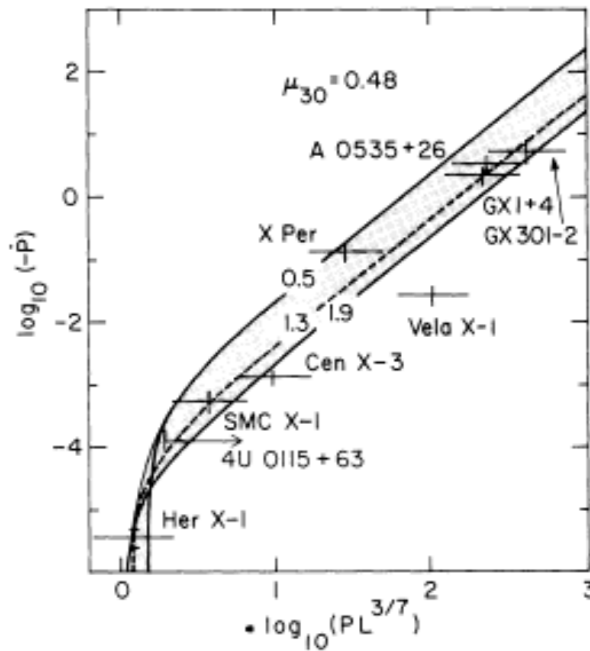
$$-\dot{P} \approx 5,8 \times 10^{-5} \left[\mu_{30}^{2/7} R_6^{6/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-3/7} I_{45}^{-1} \right] \left(PL_{37}^{3/7} \right)^2 s yr^{-1}. \quad (3.4)$$

Dosáhli jsme tak kýženého výsledku, že hodnota \dot{P} pro hvězdu o dané hmotnosti (a tedy i poloměru) a magnetickém momentu je závislá pouze na $PL^{3/7}$.

Pokud chceme opravdu přesvědčivý důkaz, že právě představa diskové akrece na neutronové hvězdy je platná pro periodicky pulzující rentgenové zdroje, stejně jako obecná správnost současných magnetosérických modelů, není nic lepšího než teoretické hodnoty srovnat s pozorovanými rentgenovými zdroji. Diskový model Ghoshe a Lamba předpovídá, že by všechny pulzující rentgenové zdroje měly ležet na stejné křivce $-\dot{P} = f(PL^{3/7})$ za předpokladu stejné hmotnosti a magnetického momentu všech těchto hvězd. Ačkoliv je jasné, že hvězdy nebudou mít tyto parametry na chlup stejné, ukazuje se, že se navzájem neliší natolik, aby se značně od teoretické křivky odchylovaly. Na obrázku 3.4 jsou vyneseny naměřené hodnoty $-\dot{P}$ oproti $PL^{3/7}$ pro devět galaktických zdrojů. V grafu jsou zároveň vyneseny teoretické urychlovací křivky pro hvězdy s $\mu_3 = 0,48$ a $M/M_\odot = 0,3; 1,3$ a $1,9$ (předpokládající tvrdou variantu stavové rovnice (Pandharipande a Smith (1975a)), viz Kapitola 2.4).

Kromě zdroje Vela X-1 všechny zdroje snadno spadají do oblasti vymezené pro hvězdy o hmotnostech v rozmezí $0,5 - 1,9 M_\odot$, což nám dává ohromný výsledek potvrzující všechny naše dosavadní modely a předpoklady. Ani vyloučenost zdroje Vela X-1 nemusí naznačovat nesprávnost těchto modelů, poněvadž se ukazuje, že by tento zdroj mohl splňovat naše modely, pokud mu přidělíme buďto větší magnetický moment než ostatním ($\mu_3 \approx 0,86$) nebo (což je pravděpodobnější) vezmeme v úvahu, že by nemusel přijímat látku skrze akreční disk, ale formou sférické akrece prostřednictvím silného hvězdného větru.

Modely Ghoshe a Lamba (1978, 1979) nám tak dávají kvantitativní popis toho, o čem se spekulovalo už dříve, že by se rychlost rotace neutronové hvězdy Ω_s měla



Obrázek 3.4: Graf závislosti $PL^{3/7}$ na $-\dot{P}$. V grafu jsou vyneseny hodnoty pro devět galaktických zdrojů a teoretické urychlovací křivky pro hvězdy s $\mu_3 = 0,48$ a $M/M_\odot = 0,3; 1,3$ a $1,9$.

urychlovat až do té míry, kdy přibližně vyrovná Keplerovskou rychlost Ω_K . Jejich model také naznačuje, že by pro $\Omega_s \gg \Omega_K(r_0)$ už nemělo docházet k rovnoměrné akreci v důsledku příliš vysoké hodnotě odstředivých sil, díky kterým dopadající látka nemůže dosáhnout korotace v r_0 .

3.6 Emise rentgenového záření

Poté co byl objeven první MSP (Backer a kol. (1982)) bylo provedeno velké množství vyhledávacích přehlídek a studií převážně v rádiovém oboru. V současnosti je tak známo okolo 130 MSP. Díky tomu, že jsou ve viditelném oboru MSP sami o sobě extrémně slabými objekty a většina z nich je součástí dvojhvězdných systémů ($\sim 80\%$), jejichž sekundárními složkami jsou opticky hodně zářiví bílí trpaslíci, je mimo rádiový obor měkké rentgenové záření ($\sim 0,1 - 10$ keV) hlavním zdrojem informací o těchto objektech. Na základě pozorování všech doposud vyslaných družic detekujících rtg. záření bylo potvrzeno na čtyři desítky separovaných (osamocených nebo neakreujících v dvojhvězdných systémech) MSP převážně se nacházejících v kulových hvězdokupách (např. 47 Tuc), které v tomto oboru vyzařují. Emise rtg. záření pulsarů se dá obecně rozdělit na dvě rozdílné složky, *termální* a *netermální*, vznikající při povrchu neutronové hvězdy nebo v její bezprostřední blízkosti.

3.6.1 Termální složka

Termální složka může vznikat buďto v rámci celého chladnoucího povrchu neutronové hvězdy a nebo v horkých skvrnách okolo magnetických pólů hvězdy (*polárních čepiček*). Co se týče MSP je povrch takto starých hvězd (~ 1 Gyr) příliš chladný ($\lesssim 0,1 \times 10^6$ K), aby mohl vyzařovat v rtg. energiích (v UV/FUV ještě ano). Naproti tomu polární čepičky pulsarů mohou být podle dosavadních modelů spolehlivě zahřívány až na rtg. teploty ($\sim 1 \times 10^6$ K) dopady relativistických částic urychlovaných v magnetosféře pulsaru. Obecná představa o charakteru těchto čepiček definuje jejich poloměr v místech, kde povrch hvězdy protínají první otevřené magnetické siločáry. Jejich přibližná plocha může být odvozena na základě rovnice 3.3. Co se jejich popisu týče, analyzovaná spektra MSP naznačují, že se nejspíše nebude jednat o jednoduchý model rovnoměrně zahřátých polárních čepiček vyzařujících jako absolutní černé těleso (BB), ale spíše poukazují na nehomogenní rozložení teplot. Teplo generované relativistickými částicemi totiž není slabším mg. polem dostatečně zadržováno, aby necestovalo podél povrchu hvězdy od polárních čepiček pryč. Byl tak navržen model, ve kterém jsou obě čepičky překryty tenkou vrstvou málo zmagnetované vodíkové atmosféry (NSA) (Zavlin a kol. (1996)). Tento model započítává i všechny efekty silného grav. pole při povrchu definované poměrem hmotnost-poloměr hvězdy a závisí na teplotě a poloměru čepičky. Nehomogenita teplotního rozložení čepičky pak může být ještě detailněji popsána rozdělením na oblast teplejšího *jádra* a chladnější *hrany* čepiček.

3.6.2 Netermální složka

Kdežto netermální složka emise je obvykle popisována power-law (POW) spektrálním modelem a je spojena se vznikem záření prostřednictvím synchrotronového a/nebo inervzního Comptonova procesu v magnetosféře hvězdy. Nabitě částice jsou sváděny po spirálovitých drahách kolem mg. siločar k mg. pólům za současného vyzařování části své energie nebo jejím předáváním méně energetickým fotonům při kolizích. Vedle záření samotného pulsaru se ale mohou ve spektrech MSP objevovat i netermální složky jiných procesů. Jedním z nich je záření emisní mlhoviny, živěné hvězdným větrem pulsaru, který prolétává velkou rychlostí ($\gtrsim 100 \text{ km s}^{-1}$) mezihvězdným prostředím. Druhým zdrojem netermální emise ve dvojhvězdných systémech může být mezi-složková šoková vrstva, vytvořená v místě střetu hvězdného větru pulsaru a látky přetékající ze sekundární složky.

Kapitola 4

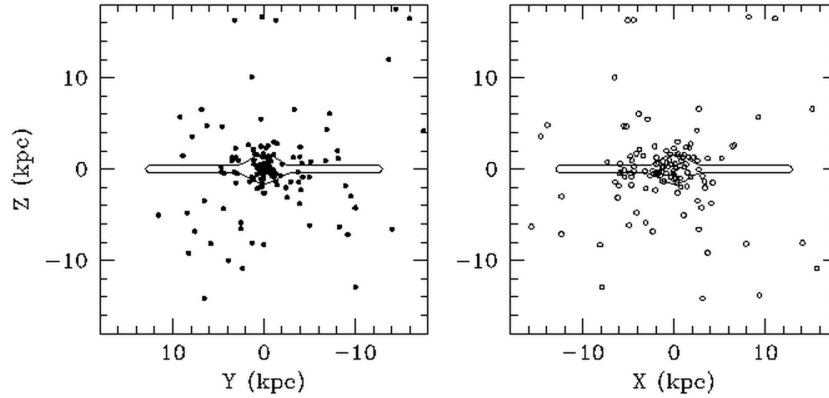
Kulové hvězdokupy

Krátce po objevení prvního MSP (Backer a kol. (1982)) bylo navrženo (Alpar a kol. (1982)), že málo-hmotné rentgenové dvojhvězdy jsou pravděpodobně vývojovým předstupněm MSP a poněvadž jsou tyto dvojhvězdy výjimečně silně zastoupeny v kulových hvězdokupách, je to ideální místo, kde hledat a zkoumat milisekundvé pulsary. Jelikož se jedná o velice kompaktní a svěbytný shluk velkého množství hvězd, je pro nás ideální fyzikální laboratoří. V první řadě díky faktu, že jejich stáří je srovnatelné se stářím jejich mateřských galaxií, dávají jedinečné informace o primordiálním složení zárodečné látky a tehdejšímu stavu vesmírného prostředí jako takového. Za druhé se jedná o velice hustá prostředí a tak je možné zde testovat dynamické interakce mezi jednotlivými hvězdami a ověřovat v extrémních podmínkách celou řadu gravitačních teorií. A v neposlední řadě je v kulových hvězdokupách díky extrémní hustotě látky možnost pozorovat rozmanité spektrum i velice exotických typů hvězdných objektů (rentgenové zdroje, modří opozdilci, dvojhvězdy, MSP, RR Lyrae, bílí trpaslíci, atd.), které se zde nacházejí v koncentracích o mnoho řádů vyšších než je obvyklé ve zbytku galaxie.

4.1 Základní charakteristika

Kulové hvězdokupy jsou souborem $10^4 - 10^6$ gravitačně velice silně vázaných hvězd, které jsou (jak je vidět na obrázku 4.1) extrémně silným gravitačním polem sféricky symetricky silně koncentrovány kolem středu hvězdokupy, odtud jejich název. Průměrná hustota hvězd se pohybuje okolo $0,4 \text{ pc}^{-3}$, ale k jádru stoupá až na $10^2 - 10^3 \text{ pc}^{-3}$. Obsahují populace hvězd velice podobné těm, které můžeme najít v centrální výduti galaxií, jen se rozprostírají v mnohem menší oblasti.

Obsahují hvězdy jak stejné generace, tak i několikanásobných generací, nejspíše díky dlouhodobým asociacím hvězd a během průletů galaktickým diskem. Ty z nehmotnějších hvězdokup ($M \sim 10^6 M_{\odot}$) nasvědčují tomu, že by mohlo jít o rozsáhlá jádra trpasličích galaxií zachycených a pohlcených hmotnějšími galaxiemi. Pro povahu jádra hvězdokup výpočty vycházejí stejně dobře jak pro centrální černou díru, tak pro



Obrázek 4.1: Distribuce kulových hvězdokup v Galaxii projektované do roviny ZY a ZX. Jasně je vidět sférická symetrie jejich rozložení v Galaxii.

těsný shluk neutronových hvězd či bílých trpaslíků. Poněvadž jde o velmi staré objekty složené z hvězd populace II, jsou velice slabě metalické ($-0,7 \leq [Fe/H] \leq -2,5$) a díky tomu je zde nedostatek vhodného materiálu (Si, Fe, Mg) pro tvorbu kamených planet. Obecná představa o populaci hvězd v kulových hvězdokupách představuje hvězdy se stejným stářím a chemickým složením. Průchody diskem a výdutí se však mohou dodatečně obohacovat.

Radiální rozložení svítivosti u většiny kulových hvězdokup postupně stoupá směrem k centru až se na určitém poloměru (typicky $\sim 1 - 2$ pc) nadobro ustálí na určité hladině. Existují však takové, které prodělají proces tzv. *kolapsu jádra* (viz Kapitola 4.2), díky kterému hodnota celkového světelného toku roste až k samému centru hvězdokupy.

4.2 Dynamický vývoj

Kulové hvězdokupy se rozprostírají v poměrně dobře sféricky symetrickém halu kolem jádra galaxie a podle současných studií se jich v naší Galaxii nachází okolo 200. Měření jejich radiálních rychlostí naznačují, že se pohybují po dosti excentrických eliptických drahách s orbitálními periodami $\sim 10^8$ let a více. Chování takto těchto skupin hvězd se na makroskopickém měřítku dá přirovnat k chaotickému pohybu molekul v ideálním plynu, které se gravitačně neustále ovlivňují mezi sebou, než dojde k nastolení rovnováhy. I v kulových hvězdokupách po čase dochází k ustálení dynamické rovnováhy pohybu jejich částic. Tento čas nazýváme *relaxační doba*.

I když je zde hustota hvězd mnohem větší než většině galaxie, ani zde nedochází k přímým srážkám jednotlivých hvězd, ale díky vysoké koncentraci hvězd a blízkým setkáním jsou dráhy jednotlivých hvězd dosti komplikované a mnohdy hvězdy získají zejména díky průchodům skrze husté oblasti galaktického disku takový kinetický impuls, že opouštějí svou mateřskou hvězdokupu a vylétávají do mezihvězdného prostoru. Tento jev se nazývá *vypařování hvězdokup*.

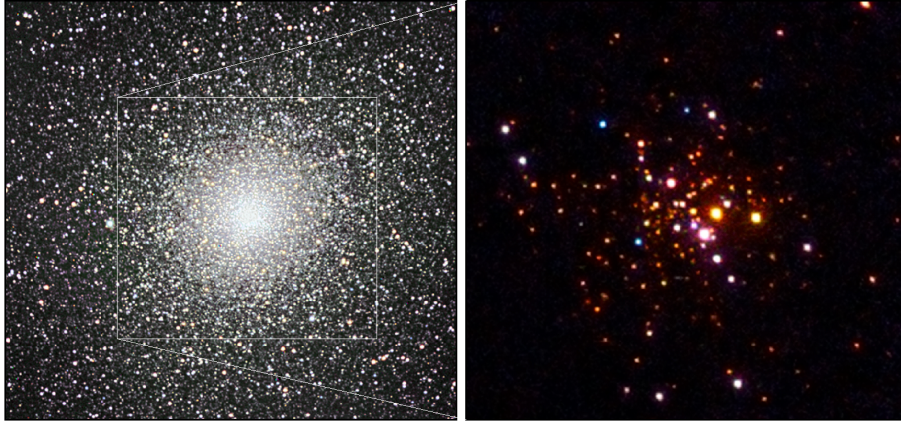
Postupem času jsou hmotné hvězdy (např. modří opozdilci) více koncentrovány k jádru a nejméně hmotné k okraji. Tím jádro postupně houstne a dochází k přerozdělení různě hmotných hvězd podle vzdálenosti od středu, což nazýváme *přerozdělení hmoty*. Díky tomuto přerozdělení čím dál více hmotných hvězd je zpomalováno a klesá k centru, což nazývaném *kolaps jádra* (Hénon (1975)). Jelikož nepozorujeme v jádrech hvězdokup žádné masivní černé díry nebo kvazary, které by se už za dobu jejich života ($\sim 10^9$ let) museli vytvořit (Lightman (1982)), musí existovat podobně jako v mladých protohvězdách určitý mechanismus, který tomuto procesu brání.

U kulových hvězdokup by to měl být efekt tzv. *zahřívání dvojhvězdných systémů*. V momentě, kdy dojde k blízkému setkání osamocené hvězdy s dvojhvězdným systémem a nedojde k roztržení dvojhvězdy nebo k výměně osamocené hvězdy za vázanou a naopak, dojde k urychlení pohybu osamocené hvězdy vykompenzované těsnějším přiblížením obou složek dvojhvězdy. Díky tomuto se hmota (hvězdy) dostává opět dále od jádra, které tím opět řídne. Část populace kulových hvězdokup vykazuje, že kolaps nedávno prodělali. Jiné nasvědčují, že opakovanými průchody galaktickým diskem nebo výdutí tento opakovali periodicky několikrát po sobě. Díky takto dramatickým dynamickým procesům a komplikovaným drahám hvězd nenalezneme v kulových hvězdokupách prakticky žádný mezihvězdný prach, což propůjčuje těmto objektům nesmírně vysokou průhlednost prostředí.

4.3 47 Tucanae

Kulová hvězdokupa 47 Tucanae (47 Tuc) označována také jako NGC 104 se nachází v souhvězdí Tukana na jižní obloze a patří k populaci kulových hvězdokup náležejících ke galaktickému halu. Leží ve vzdálenosti $\sim 4,85$ kpc ($\sim 14\,677$ sv. let) od Země a má 120 sv. let na šířku. Se zdánlivou hvězdnou velikostí 4,9 magnitud je po Omega Centauri druhou nejjasnější kulovou hvězdokupou na noční obloze. Je význačná velice hustým a tím i zářivým jádrem, neboť je jednou z nehmotnějších kulových hvězdokup v naší Galaxii obsahující až několik milionů hvězd.

Jádro 47 Tuc bylo terčem mnoha prací hledajících planety okolo jiných hvězd, tzv. *exoplanety*, které by měly být odhaleny pomocí částečných zákrytů mateřských hvězd právě jejich planetami. Na základě přehlídek zkoumajících hvězdy blíže ke Slunci bylo očekáváno nalezení 10 – 15 exoplanet, ale nebyla nalezena žádná. Ačkoliv se pozdější přehlídky soustředili i na vnější méně husté partie hvězdokupy, ani tam se nepodařilo detekovat žádné exoplanety. Tyto zjištěné poznatky u 47 Tuc tak potvrzují, že kulové hvězdokupy jsou silně nepřátelským prostředím, jak pro samotný vznik, tak i další vývoj planetárních systémů. Zdá se, že vedle extrémní hustoty prostředí a častých blízkých setkání jednotlivých hvězd, je hlavním důvodem zodpovědným za absenci planet v kulových hvězdokupách nízká metalicita celého systému (Foster a kol. (2010)), zde $[Fe/H] = -0,72$. Velice slabá metalicita mimojiné poukazuje i na značné stáří 47 Tuc. Jeho přibližná odvozená hodnota jako i jiné další základní parametry jsou uvedeny v Tabulce 4.1.



Obrázek 4.2: Snímky kulové hvězdokupy 47 Tucanae. Vlevo snímek detekovaný v optickém oboru (HST), vpravo snímek jádra hvězdokupy v rentgenové části spektra (Chandra).

Co však jádro této hvězdokupy díky jeho extrémním podmínkám obsahuje ve velké míře, je rozličná paleta exotických druhů hvězd. Díky v předchozí kapitole již zmíněnému procesu přerozdělování hmot se blíže samotnému středu hvězdokupy nalézají ty nehmotnější hvězdy, takže zde můžeme najít až 21 *modrých opozdílů* (Mapelli a kol. (2004)). Dále obsahuje oproti jiným regionům v Galaxii nadměrné množství dvojhvězdných systémů, tudíž máme možnost zde v hojné míře pozorovat, jak *kataklyzmické proměnné hvězdy* sestávající z bílých trpaslíků akreujících hmotu od svého souputníka, tak obsahují druhý nejvyšší počet *MSP* ze všech kulových hvězdokup. A právě díky tomu, že obsahuje 23 těchto velice unikátních a zajímavých typů hvězd, je pro jejich výzkum více než vhodným objektem. Pozorování těchto *MSP* bylo provedeno několika pozemskými teleskopy v rádiovém i viditelném oboru, v rentgenové části spektra (např. družicí *Chandra X-ray Observatory*) a také v oblasti gamma záření byla hvězdokupa detekována pomocí družice *Fermi Gamma-ray Space Telescope* (Abdo a kol. (2009)), což z ní učinilo první kulovou hvězdokupu pozorovanou v takto vysokých energiích.

Tabulka 4.1: Základní parametry 47 Tuc

Parametr	Hodnota	Reference
Rekt. středu, $\alpha_{47 Tuc}$ (J2000)	00 24 05,67	McLaughlin a kol. (2006)
Dekl. středu, $\delta_{47 Tuc}$ (J2000)	-72 04 52,62	McLaughlin a kol. (2006)
Vzdálenost (kpc)	485	Gratton a kol. (2003)
Centrální hustota hmoty, $\rho(0)$ ($M_{\odot} \text{ pc}^{-3}$)	4×10^5	Camilo a kol. (2000)
Slapový poloměr (′)	4286	Harris (2003)
Poloměr jádra (′)	0,4	Harris (2003)
Úniková rychlost (km s^{-1})	498	McLaughlin a kol. (2006)
Disperze rychlostí (km s^{-1})	$11,0 \pm 0,3$	Harris (2003)
Metalicita ([Fe/H])	-0,72	Foster a kol. (2010)
Stáří (Gyr)	$11,2 \pm 1,1$	Gratton a kol. (2003)

Část II

Praktická část

Kapitola 5

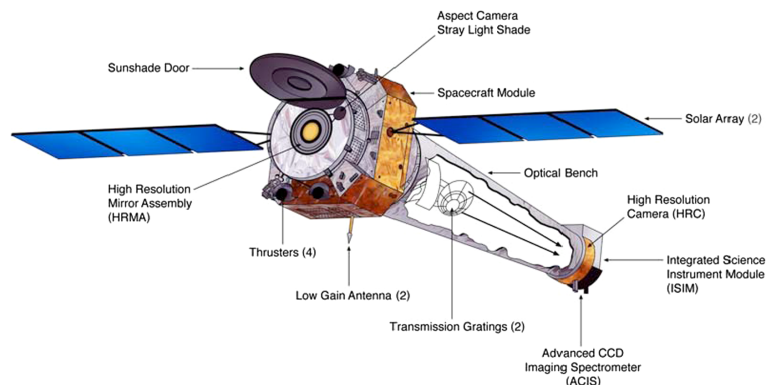
Redukce a analýza dat

5.1 Chandra X-ray Observatory

Tato rentgenová observatoř byla vynesena na oběžnou dráhu v roce 1999 americkou NASA. Hlavní úlohou tohoto dalekohledu je pořizování podrobných snímků i spekter kosmických rentgenových zdrojů (rentgenové dvojhvězdy, supernovy, pulsary, aktivní galaxie, mezigalaktická hmota a kvasary) s vysokým úhlovým i spektrálním rozlišením. Její pozice je nezastupitelná, jelikož měkké rentgenové záření (0,1 – 10 keV), ve kterém Chandra pozoruje, je zemskou atmosférou zcela filtrováno. Vedle Hubbleova vesmírného dalekohledu, Spitzerova vesmírného dalekohledu a Comptonovy gamma observatoře je součástí projektu tzv. *Velkých kosmických observatoří*. Díky vysoké excentricitě její oběžné dráhy se Chandra pohybuje až za drahou geostacionárních satelitů i za *vnějším Van Allenovým radiačním pásem*, což jí umožňuje pozorovat nepřerušovaně až 55 hodin z celkové oběžné doby 65 hodin.

Oproti klasickým optickým dalekohledům využívajících pro odraz paprsků světla pokovená parabolická zrcadla je konstrukce rentgenového dalekohledu v mnoha ohledech naprosto odlišná. Jelikož by rentgenové fotony při dopadu na klasické zrcadla jimi procházela než odrážela, využívá Chandra principu tzv. *Wolterova dalekohledu* o průměru 1,2 m a ohniskovou vzdáleností 10,05 m složeného ze soustavy 4 párů zanořených parabolických a hyperbolických zrcadel s velice nízkým odrazným úhlem (typicky $10' - 2^\circ$) (Wolter (1952)). Příchozí záření je jimi svedeno tak, že 80 – 95% všech rentgenových fotonů je soustředěno v kruhové ploše odpovídající 1 obloukové vteřiny.

V ohniskové rovině je pak soustředěno veškeré vědecké analytické vybavení znamenávající s velkou přesností informace o každém dopadajícím rentgenovém fotonu (jejich počet, pozice, energie a čas příchodu). Mezi dvě hlavní analytická zařízení patří dva detektory:



Obrázek 5.1: Stavba Chandra X-ray Observatory

- **ACIS** (AXAF CCD Imaging Spectrometer): spektrometr skládající se z 10 CCD čipů, které pořizují jak snímky tak zaznamenávají i spektrální rozložení energie v záření pozorovaných objektů. Pracuje v rozmezí energií 0,2 – 10 keV s citlivostí 4×10^{-15} ergs cm^{-2} s^{-1} za 10^4 s.
- **HRC** (High Resolution Camera): kamera s vysokým rozlišením (0,5") a největším zorným polem ze všech detektorů celé observatoře (31' × 31'). Srdcem detektoru je mikrokanálová destička s časový rozlišením 16 μ s. Je schopná detekovat energie pod hranici citlivosti detektoru ACIS, ale zdaleka ne ve srovnatelném spektrálním rozlišení.

Oba detektory se ještě dále dělí na část snímkovací (I=Imaging) a spektrální (S=Spectral). Pokud budeme chtít dalekohled použít jako rentgenový spektrograf, slouží nám k tomuto účelu dvojice přídavných *transmisních mřížek*. Mřížky se podle potřeby zasouvají do cesty paprskům v prostoru mezi soustavou zrcadel a detektory a vychylují paprsky v závislosti na jejich energiích:

- **HETG** (High Energy Transmission Grating): pracuje v rozsahu energií 0,4 – 10 keV se spektrálním rozlišením $E/dE = 60 - 1000$ a je určen pro spolupráci s detektorem ACIS-S.
- **LETG** (Low Energy Transmission Grating): pracuje v rozsahu energií 0,09 – 3 keV se spektrálním rozlišením $E/dE = 40 - 2000$ a je určen pro spolupráci s detektorem HRC-S.

5.2 Selektce a zpracování dat

Jelikož jsem se rozhodl v mé práci zaměřit na studium spekter MSP ve 47 Tuc vyhledal jsem v archivu spravujícím data z Chandry (Chandra Data Archive) veškerá pozorování 47 Tuc, která byla provedena detektorem ACIS-S, který je navržen pro účel snímání spekter s vysokým rozlišením. Seznam jednotlivých pozorování a jejich charakteristiky jsou vypsány v následující tabulce:

Tabulka 5.1: Veškerá dostupná ACIS-S pozorování 47 Tuc

obsID	exp. doba [ks]	datum pořízení	počet detek. zdrojů ^a
3384	5,31	2002-09-30	18
3385	5,31	2002-10-01	6
3386	5,54	2002-10-03	14
3387	5,73	2002-10-11	18
2735	65,24	2002-09-29	162
2736	65,24	2002-09-30	154
2737	68,24	2002-10-02	151
2738	68,77	2002-10-11	154

^a Extrahováno z pozorování pomocí programu CSC View 1.1

Jelikož je 47 Tuc od nás vzdálená 485 kpc je zapotřebí delších expozičních časů, aby detektory stihly posbírat dostatečné množství fotonů, aby byla možná vypovídající spektrální analýza. Toto kritérium však nesplňují pozorování s ObsID 3384-87, jelikož jejich expoziční doba je jen $\sim 5,5$ ks. Jak je vidět na počtu detekovaných objektů tato první čtyři pozorování mají jen asi desetinovou účinnost detekce zdrojů než druhá čtveřice pozorování s expozičními časy ~ 67 ks. Jelikož by data z kratších pozorování do celkové analýzy nepřispívala nijak výrazně ve srovnání s druhými čtyřmi, rozhodl jsem se pro moji analýzu použít pouze pozorování s ObsID 2735-38.

Ačkoliv 47 Tuc obsahuje více jak 20 MSP, lze mezi nimi najít několik skupin objektů, které mají podobné vlastnosti či parametry. Některé jsou stále součástí dvojhvězdných systémů, ať už s probíhajícím akrečním mechanismem či po jeho skončení, některé z nich jsou dokonce i zákrytovými dvojhvězdami a jiné již o své dvojhvězdné partnery přišli. Proto jsem se rozhodl ze všech vybrat 4 modelové kandidáty s označením: 47 Tuc D, J, U a W (jejichž parametry jsou sepsány v tabulce 5.2) a na základě rozboru jejich spekter se pak pokusím navrhnout o jakou podskupinu MSP by se v jednotlivých případech mohlo jednat a který dominantní emisní mechanismus by se zde mohl uplatňovat.

Tabulka 5.2: Základní parametry studovaných MSP

Objekt	α [h m s]	δ [° ′ ″]	Off [″]	P [ms]	\dot{P} [10^{-20} s s $^{-1}$]	P_{orb} [d]	e	m_s [M_{\odot}]	Zákryty	Sek. složka	Reference
D	00 24 13,879	-72 04 43,841	0,68	5,36	-0,34	/	/	/	/	/	^b
J	00 23 59,407	-72 03 58,791	1,00	2,10	-0,98	0,12	0,0	0,024	ano	RO	^{b d}
U	00 24 09,835	-72 03 59,676	0,94	4,34	+9,50	0,429	0,0001	0,17	ne	He BT	^{a b c d}
W	00 24 06,071	-72 04 49,026	0,08	2,35	+3,28	0,133	0,0	0,14	ano	HP	^{e f g}

Off = úhlová odchylka od středu 47 Tuc

m_s = hmotnost sekundární složky

RO = rudý obr, He BT = héliový bílý trpaslík, HP = hvězda hlavní posloupnosti

^a Heinke a kol. (2002)

^b Freire a kol. (2003)

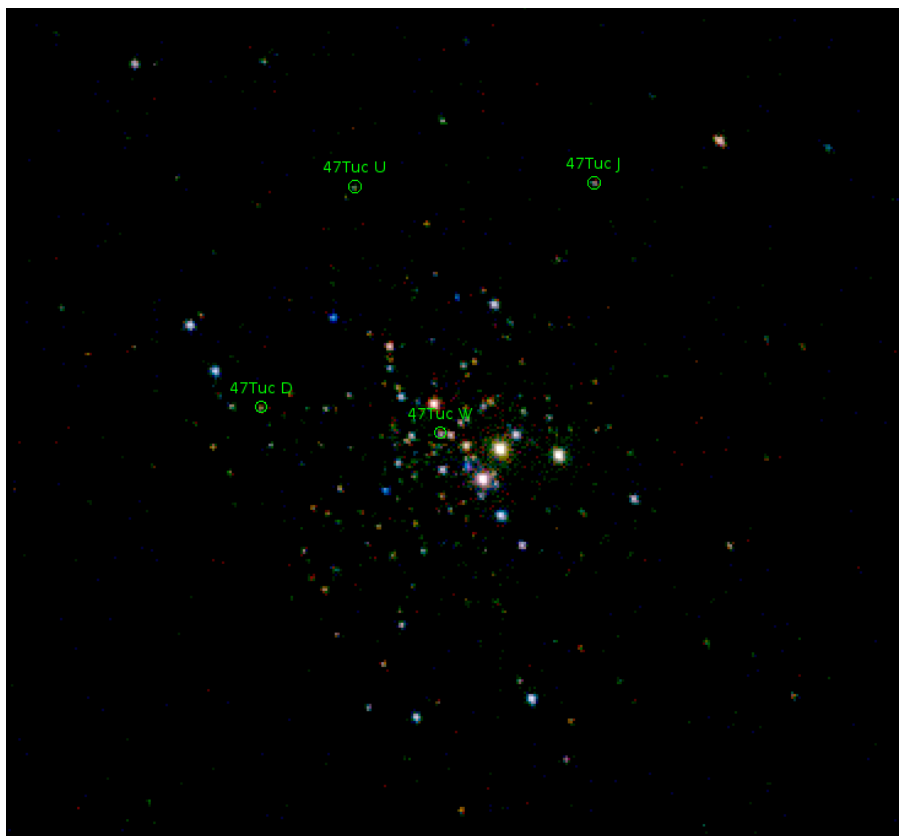
^c Edmonds a kol. (2001)

^d Camilo a kol. (1999)

^e Edmonds a kol. (2002)

^f Grindlay a kol. (2002)

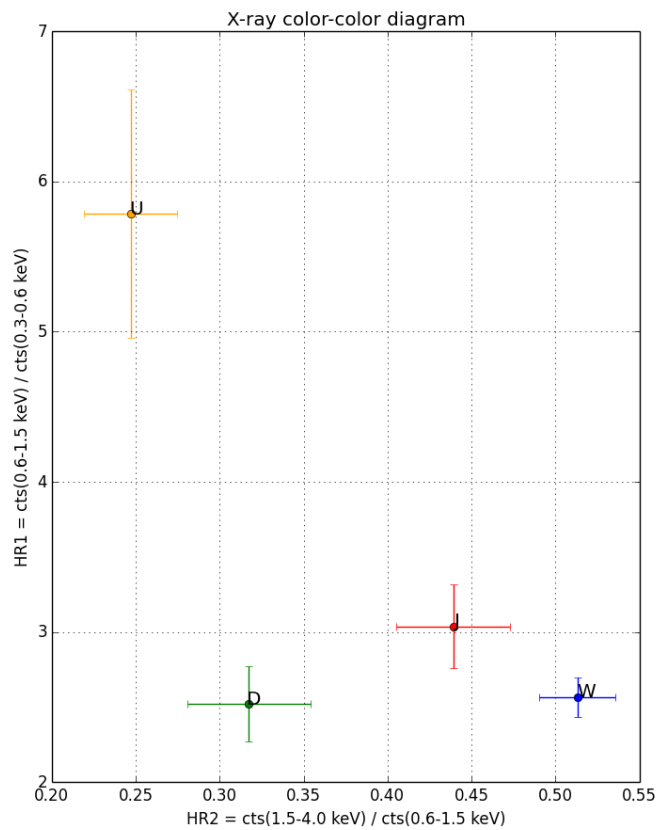
^g Bogdanov a kol. (2005)



Obrázek 5.2: RGB snímek 47 Tuc s vyznačenými pozicemi 47 Tuc D, J, U a W. Snímek jsem složil ze všech čtyř relevantních ACIS-S pozorování a rozdělil v barvách podle rentgenových oborů definovaných níže (R=měkké, G=střední, B=tvrdé).

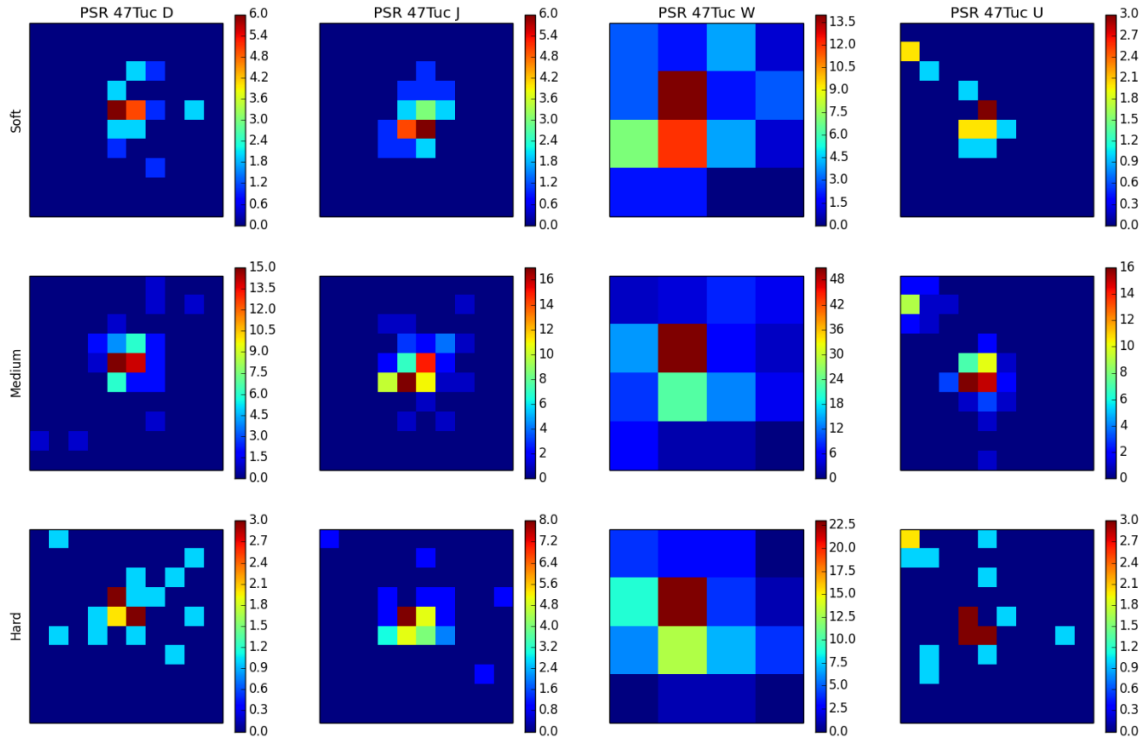
5.3 Spektrální analýza

Pro první odhad povahy vyzařování jsem se rozhodl vytvořit diagram barevných indexů pro zkoumané MSP, jakožto vzájemnou závislost jejich barevných indexů. Avšak místo klasických fotometrických barevných indexů, se v rentgenové astronomii používají poměry toků v rozdílných energetických oborech. Tyto dva poměry (obecně označované podle anglického hardness ratio=HR) jsem tak definoval jako $HR1=(\text{střední})/(\text{měkké})$ a $HR2=(\text{tvrdé})/(\text{střední})$, kde rozsahy jednotlivých oborů jsou definovány takto, měkké = 0,3 – 0,6 keV, střední = 0,6 – 1,5 keV a tvrdé = 1,5 – 4 keV. Toky jednotlivých MSP jsem extrahoval z bezprostředního okolí ($\sim 0,1''$). Tento diagram by měl napovědět jestli se dané MSP kloní spíše k termální či k netermální povaze vyzařování.



Obrázek 5.3: Rentgenový barevný diagram zkoumaných MSP.

Z polohy zkoumaných MSP v barevném diagramu můžeme říci, že 47 Tuc D, J a W nasvědčují, že by mělo jít o termální zdroje, pro něž jsou hodnoty $HR1 = 2 - 3$ typické. Excesivní hodnota $HR1$ u 47 Tuc U je dána slabším zastoupením měkkých fotonů vůči středním, což může být také způsobeno velkou chybou nebo zde má vliv nějaký absorpční mechanismus. MSP 47 Tuc J a 47 Tuc W mají oproti zbylým dvěma vý-



Obrázek 5.4: Podoba toků jednotlivých MSP ve třech rentgenových oborech (měkké, střední a tvrdé). Pro MSP 47 Tuc D, J a U jsem vybral plochu 10×10 pixelů se středem v nejjasnějším bodě. Stejně tak pro 47 Tuc W, kde jsem ale byl nucen plochu zredukovat pouze na 4×4 pixelů, protože dál už hrozilo ovlivnění analýzy toho MSP jiným jasným zdrojem v jeho blízkosti. Stupnice udávají počet fotonů registrovaných v daných bodech.

znamnější složku HR2 než předešlé dva MSP, což naznačuje, že kromě čistě termálního modelu zde bude přítomná jiná netermální složka emise přispívající ve vyšších energiích spektra. Pro lepší názornost jsem vytvořil výřezy jednotlivých MSP ve zmiňovaných rentgenových oborech (obr. 5.4), kde je jasně vidět, že 47 Tuc U má podstatně menší fotonovou škálu v nižších energiích než mají zbylé MSP.

Pro přesnější a detailnější analýzu vyzařování, jsem extrahoval spektrum pro každý MSP z jednotlivých pozorování. Výsledkem mi tak byl celkem 16 spekter, na jejichž zpracování jsem si vybral softwarový nástroj X-ray spectral fitting package Xspec 12.8.1 (Arnaud (1996)), který je součástí širšího NASA HEASoft 6.0 softwaru, vyvinutý právě za účelem zpracování a následné analýzy dat z jakýchkoliv pozorování v oblasti vysokých energií.

Jelikož se jedná u všech o poměrně dosti slabé zdroje, rozhodl jsem se za účelem kvalitnější analýzy rozdělit energiovou osu na množství stejně velkých (v rozmezí energií) oddílů (biny) a sečíst pro každý bin veškeré fotony do něho spadající. Rozsah binů byl navolen tak, aby v každém bylo ≥ 15 fotonů. Tato úprava nijak nedeformuje fyzikální povahu samotných spekter, spíše vede k lepší statistice fitovacích procedur. K tomu abychom mohli z pozorovaného spektra následně správně určit povahu jejich vyzařování a odvodit parametry zkoumaných objektů, musíme proložit jejich spektra

modely zářivých mechanismů, které předpokládáme, že by se zde mohly uplatňovat. V tomto ohledu je Xspec ideálním nástrojem nabízející široký výběr teoretických modelů.

5.3.1 Modely Xspecu

Co se týče pravděpodobně čistě termální povahy 47 Tuc D a 47 Tuc U, rozhodnul jsem se je pro srovnání proložit, jak modelem černého tělesa (BB), tak modelem vodíkové atmosféry neutronových hvězd (NSA). U druhých dvou objektů 47 Tuc J a 47 Tuc W je pravděpodobná složitější podoba spektra, proto jsem navrhnul kombinaci termálního (opět BB nebo NSA) a netermálního power-law modelu (POW). Jednotlivé modely jsou pak v Xspecu definovány takto.

- **BB**

Reprezentuje rozložení toku fotonů v závislosti na energii:

$$A(E) = \frac{K \times 8,0525 E^2 dE}{(kT)^4 [\exp(E/kT) - 1]}, \quad (5.1)$$

kde $K = L_{39}/D_{10}^2$ je normalizační člen (L_{39} svítivost zdroje v jednotkách 10^{39} ergs $^{-1}$ a D_{10} jeho vzdálenost v jednotkách 10 kpc), energie E je v keV, teplota K v kelvinech a k je Boltzmannova konstanta.

- **NSA**

Tento model dává spektrum v rentgenovém oboru (0,05 – 10 keV) vyzařený z vodíkové atmosféry neutronové hvězdy. Na výběr je ze tří volitelných parametrů síly mg. pole ($B < 10^8 - 10^9$, $B = 10^{12}$ a $B = 10^{13}$). Já jsem zvolil variantu první nezmagnetizovanou, pro níž je definována jednotná povrchová (efektivní) teplota v rozmezí $\log T_{\text{eff}} = 5,0 - 7,0$, protože nejvíce odpovídá slabě magnetickým MSP. Atmosféra je ve stavu zářivé rovnováhy (zdroje tepla jsou pod úrovní atmosféry). Pevně jsem nastavil hodnotu $z_g = [1 - (2GM_{\text{NH}})/(c^2 R_{\text{NH}})]^{-1/2} - 1 = 0,31$ gravitačního rudého posuvu při povrchu neutronové hvězdy s $M_{\text{NH}} = 1,4 M_{\odot}$ a $R_{\text{NH}} = 10$ km. Hodnoty efektivní teploty a poloměru tak pro pozorovatele v nekonečnu vycházejí:

$$\begin{aligned} T_{\text{eff}}^{\infty} &= T_{\text{eff}} z_g \\ R_{\text{NH}}^{\infty} &= R_{\text{NH}} z_g, \end{aligned} \quad (5.2)$$

- **POW**

Reprezentuje rozložení toku fotonů v závislosti na energii:

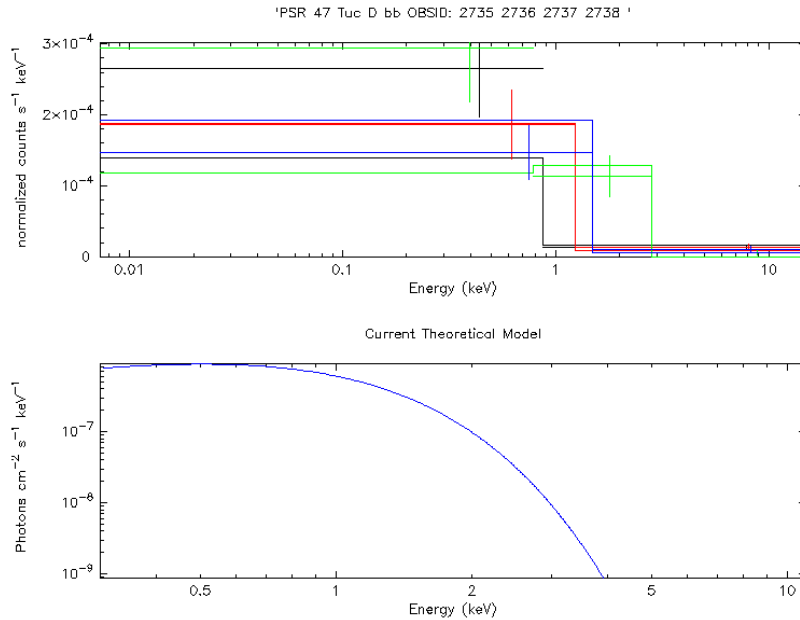
$$A(E) = KE^{-\Gamma}, \quad (5.3)$$

kde K je normalizační člen v jednotkách fotonů $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ v 1keV, energie E je v keV a Γ je fotonový index.

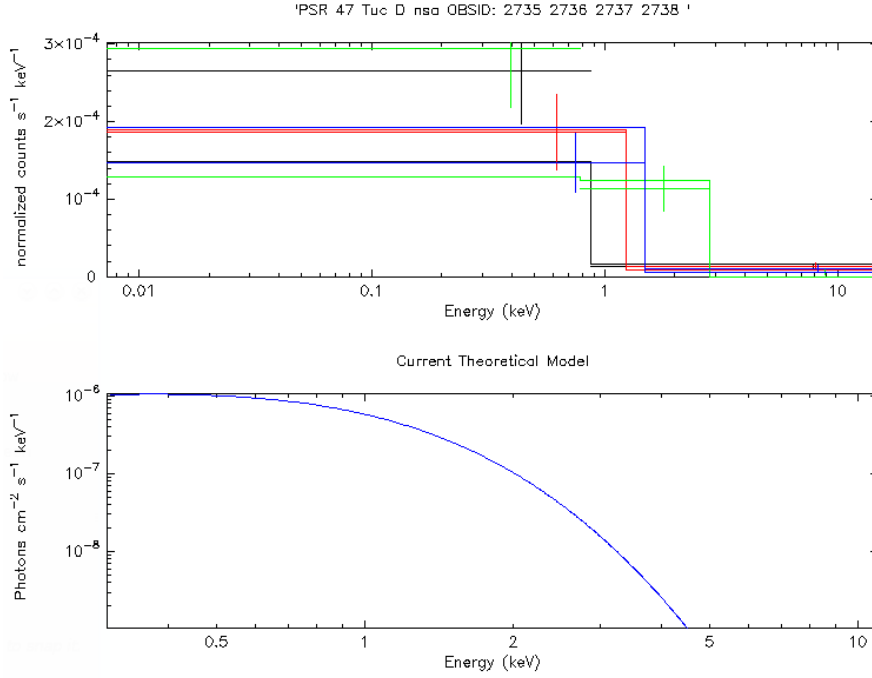
U prvních dvou termálních modelů jsou jako jediné volné parametry efektivní teplota T_{eff} a normalizační členy a u POW modelu je volným parametrem fotonový index Γ a jeho normalizační člen.

5.4 Výsledky

Prvním fitovaným MSP byl **47 Tuc D**, jež by měl být převážně čistým termálním zdrojem. Jelikož se ukázalo, že jde o velice slabý zdroj dal jsem do jednoho grafu spektra ze všech čtyř pozorování. Kromě grafu samotného spektra a proložení uvažovaným modelem jsem přiložil i graf samotného modelu v jednotkách fotonů $\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Teoretické modely mají v proloženém grafu schodovitý tvar, jelikož je stejně jako upravené (zbinované) pozorované spektrum zdiskretizováno podle šířek energiových kanálů (binů). Jako první jsem 47 Tuc D proložil modelem absolutně černého tělesa (obr. 7.18) a poté pro srovnání modelem vodíkové atmosféry neutronových hvězd (obr. 7.19).



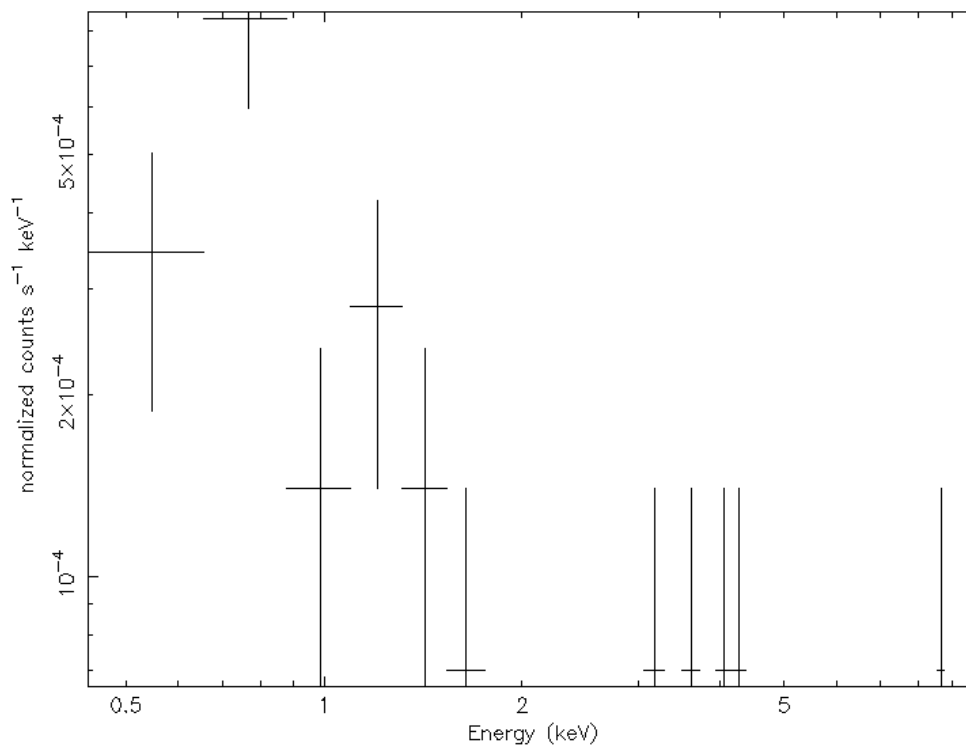
Obrázek 5.5: Nahoře: Spektrum 47 Tuc D pro všechna OBSID proložená modelem černého tělesa. Dole: Ukázka podoby samotného modelu.



Obrázek 5.6: Nahoře: Spektrum 47 Tuc D pro všechna OBSID proložena modelem vodíkové atmosféry neutronových hvězd. Dole: Ukázka podoby samotného modelu.

Dá se říci, že i přes slabé zastoupení bodů, obě dvě proložení celkem dobře sedí na pozorovaná spektra. V případě modelu černého tělesa mi pro nejlepší fit vyšla hodnota efektivní teploty $T_{\text{eff}} = (3,66 \pm 0,46) \times 10^6$ K a pro model neutronové atmosféry $T_{\text{eff}} = (2,57 \pm 0,45) \times 10^6$ K. Což naznačuje, že původní předpoklad čistě termálního zdroje způsobeného dominantním zářením polárních čepiček a tudíž absence jakýchkoliv významných magnetosférických netermálních procesů byla potvrzena.

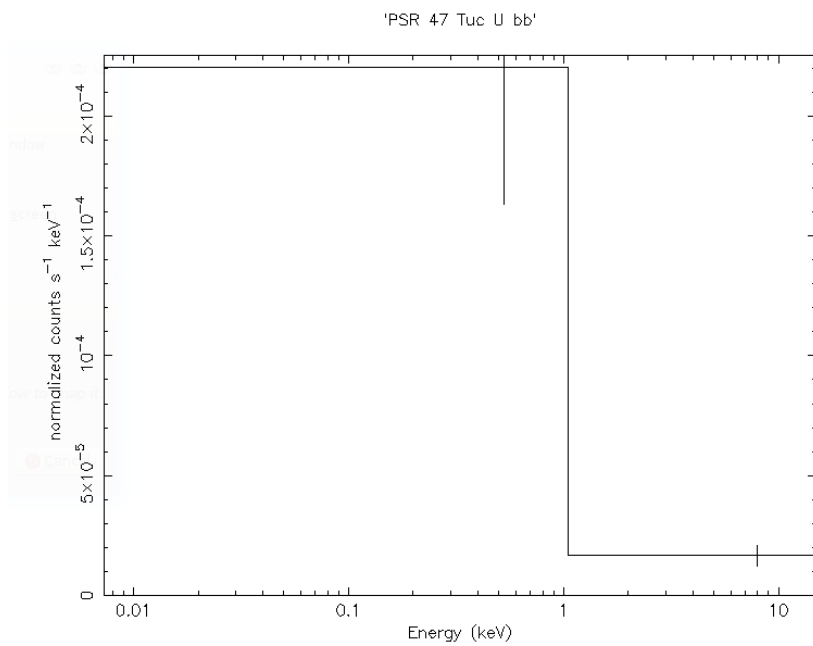
Dalším zkoumaným MSP byl **47 Tuc J**. U tohoto objektu jsem díky značně vyššímu zastoupení tvrdých rentgenových fotonů předpokládal, že by se ve spektru měla kromě termální složky objevit i nezanedbatelná netermální složka. Chtěl jsem tedy proložit spektrum kombinovanými modely BB+POW a BB+NSA. Extrahovaná spektra (ukázka na obr. 5.7) však byla z nějakého důvodu natolik zašumělá, že pro ně nešel použít ani jeden z kombinovaných modelů. Lepšího výsledku jsem se nedosáhl ani v případě, kdy jsem zkoušel použít i čistě termální modely. Pokud nějaké proložení nakonec prošlo, dávalo ne příliš realistické hodnoty efektivních teplot s extrémně velkými chybami.



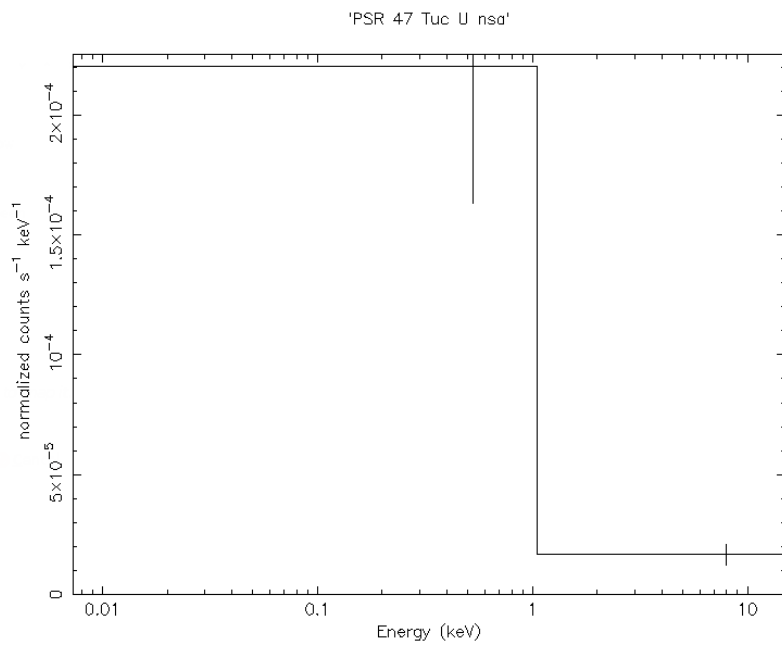
Obrázek 5.7: Ukázka zašumělého spektra 47 Tuc J z porování s OBSID 2737.

Spektra třetího zkoumaného zdroje **47 Tuc U** se v mnohém podobala těm od 47 Tuc D, především v tom, že byla poměrně dosti slabá. Jejich podoba byla téměř stejná až na oblast měkkých fotonů, kde je 47 Tuc U ještě slabší než 47 Tuc D, což jí propůjčilo svou excesivní polohu v barevném diagramu (obr. 5.3) oproti ostatním MSP. Jelikož má tedy téměř stejná spektra jako 47 Tuc D i tady jsem se rozhodl použít k proložení čistě termální modely (BB a NSA). Pro ukázkou jsem vybral spektra z pozorování s OBSID 2737 (obr. 5.8 a 5.9).

Nejspíš díky slabým datům, tak obě proložení vypadají totožně. Parametry pro jednotlivé modely však už vyšly lehce rozdílně, $T_{\text{eff}} = (3,66 \pm 0,64) \times 10^6$ K pro model černého tělesa a $T_{\text{eff}} = (2,65 \pm 0,68) \times 10^6$ K pro model neutronové atmosféry. Tyto hodnoty, tak stejně jako u 47 Tuc D potvrzují čistě termální povahu vyzařování tohoto MSP.



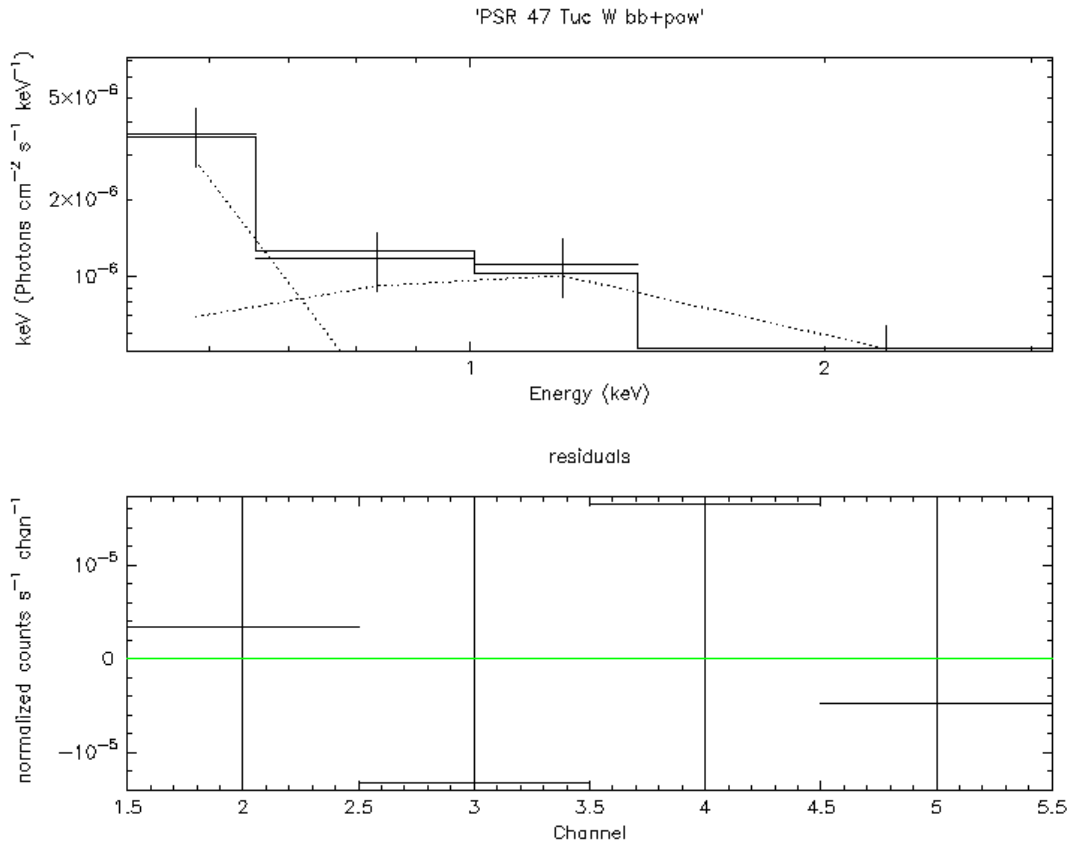
Obrázek 5.8: Spektrum 47 Tuc U z pozorování s OBSID 2737 proložené modelem černého tělesa.



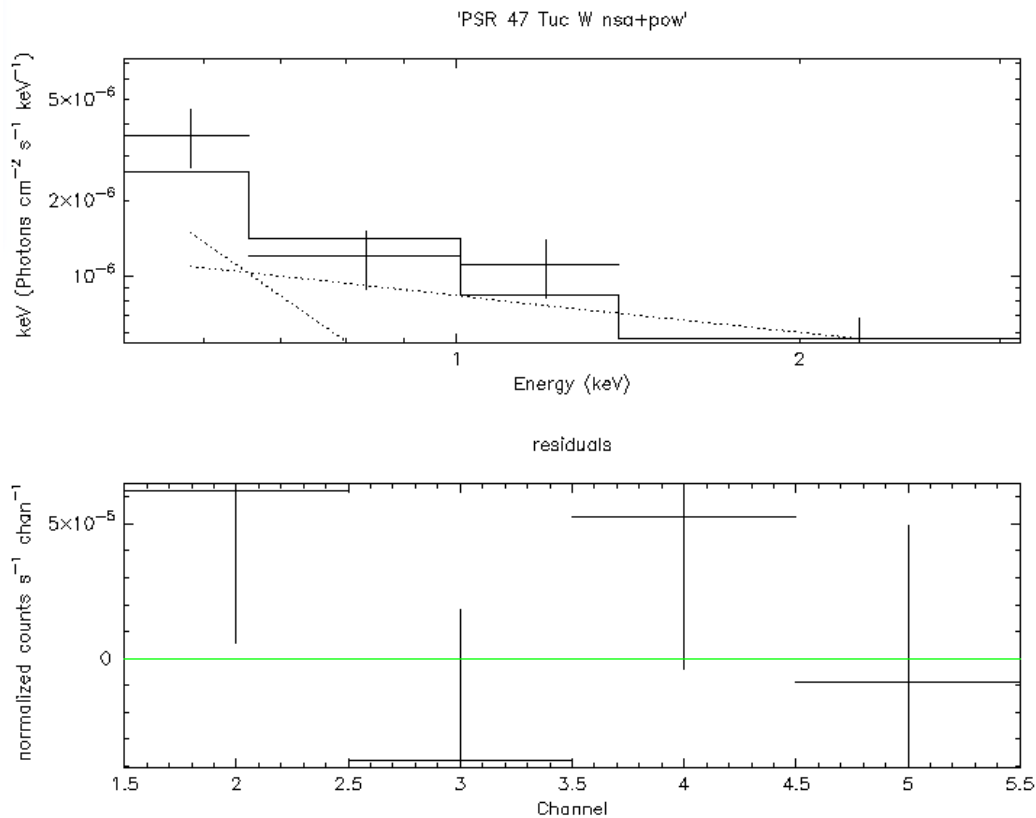
Obrázek 5.9: Spektrum 47 Tuc U z pozorování s OBSID 2737 proložené modelem neutronové atmosféry.

Posledním zkoumaným zdrojem byl MSP **47 Tuc W**, který vykazoval kromě nejsilnějšího toku fotonů obecně ve všech energiích také významné zastoupení tvrdých rentgenových fotonů. Díky tomu zde nebyl pochyb o nutnosti použití kombinovaného termálního a netermálního modelu (BB+POW nebo NSA+POW) pro proložení jeho spekter. Přiložil jsem proložená spektra z pozorování s OBSID 2738 pro jednotlivé modely společně s grafickým znázorněním jednotlivých odchylek pozorovaného spektra od teoretického modelu.

Opět i tady oba modely dávají téměř stejné odchylky a odvozené parametry 47 Tuc W z nich vycházejí, $T_{\text{eff}} = (4,52 \pm 0,13) \times 10^6$ K a fotonový index $\Gamma = 7,95 \pm 6,79$ pro model černého tělesa a $T_{\text{eff}} = (0,43 \pm 0,21) \times 10^6$ K a fotonový index $\Gamma = 1,49 \pm 2,71$ po model neutronové atmosféry. Jelikož oba modely celkem dobře proložili pozorované spektrum, můžeme i tady prohlásit, že se nám povedlo potvrdit původní předpoklad složeného spektra. Znamená to, že v prostoru kolem MSP samotného nebo celého dvojhvězdného systému musí fungovat nějaký další nejspíš magnetosférický proces emise vedle termálního vyzařování povrchových polárních čepiček.



Obrázek 5.10: Spektrum 47 Tuc W z pozorování s OBSID 2738 proložené kombinovaným modelem černého tělesa a power-law.



Obrázek 5.11: Spektrum 47 Tuc W z pozorování s OBSID 2738 proložené kombinovaným modelem neutronové atmosféry a power-law.

Tabulka 5.3: Souhrn všech výsledných parametrů 47 Tuc MSP získaných v této práci porovnané s literaturou.

MSP	Spektrální model	$T_{\text{eff}}^{\text{a}}$ [10^6 K]	Fotonový $^{\text{a}}$ index	$T_{\text{eff}}^{\text{b}}$ [10^6 K]	Fotonový $^{\text{b}}$ index
D	BB	$3,66 \pm 0,46$	/	$2,20 \pm 0,17$	/
	NSA	$2,57 \pm 0,45$	/	$1,29 \pm 0,18$	/
J	BB	/	/	$1,73 \pm 0,21$	$1,00 \pm 0,56$
	NSA	/	/	$0,89 \pm 0,18$	1
U	BB	$3,66 \pm 0,64$	/	$2,76 \pm 0,22$	/
	NSA	$2,65 \pm 0,68$	/	$1,82 \pm 0,25$	/
W	BB	$4,52 \pm 0,13$	$7,95 \pm 6,79$	$1,52 \pm 0,28$	$1,36 \pm 0,24$
	NSA	$0,43 \pm 0,21$	$1,49 \pm 2,71$	$0,94 \pm 0,30$	$1,15 \pm 0,34$

^a Výsledky této práce

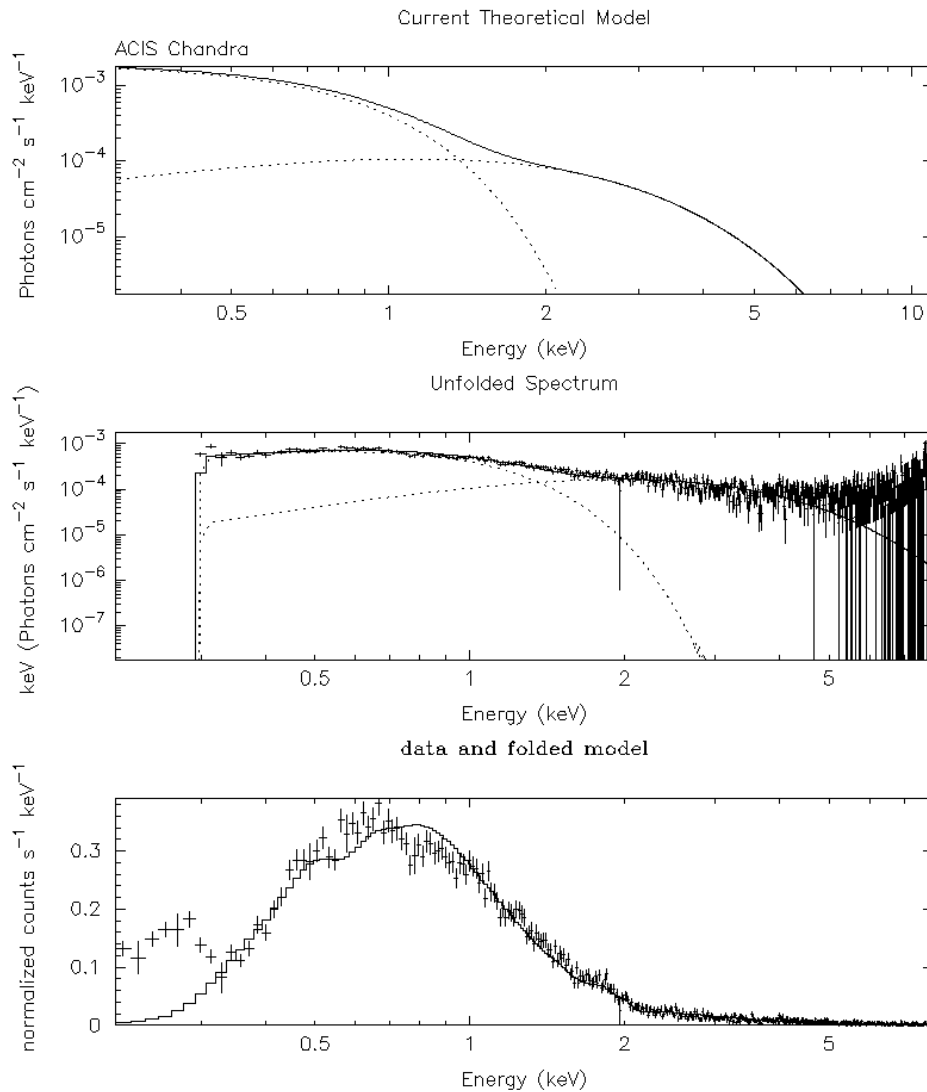
^b Bogdanov a kol. (2006)

Spektrum celé 47 Tucanae

Na závěr jsem se rozhodl vyrobit kompletní spektrum celé hvězdokupy ze stažených pozorování. Získané spektrum jsem pak proložil kombinovaným konvolučním modelem **cflux** všech černých těles jádra hvězdokupy definovaným jako:

$$phabs^*(BB + cflux^*gauss) \quad (5.4)$$

Pro nás je toto spektrum zajímavé v tom, když si všimneme, že většina spektra se pohybuje v tocích $\sim 10^{-3}$ fotonů $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$, kdežto MSP zkoumané v této práci jsou až o 3 řády slabší. Proto nemohou nijak výrazně přispívat k celkovému toku hvězdokupy v rentgenovém oboru.



Obrázek 5.12: Nahoře: Schéma teoretických modelů. Uprostřed: Souhrnné spektrum všech zdrojů 47 Tuc. Dole: Pozorované spektrum proložené kombinovaným teoretickým modelem.

Kapitola 6

Závěr

Cílem této práce bylo zaměřit se na jednu z nejzajímavějších kulových hvězdokup v naší Galaxii, 47 Tucanae, a to zejména ve směru studia velice speciálního typu hvězd, kterými jsou milisekundové pulsary (MSP). Tyto hvězdy jsou charakteristické svou rychlou rotací a ve velké většině případů i členstvím v těsných dvojhvězdných systémech, které jim mimo jiné zprostředkovalo skrze svůj vývoj i tak rapidní rotační rychlosti. Abychom se o těchto objektech mohli dozvědět více, je třeba nejprve pochopit, jak způsobem vyzařují.

Rozhodl jsem se tedy vybrat si z celkové populace MSP čtyři zdroje, *47 Tuc D, J, U a W*, jako modelové případy, na kterých jsem si chtěl otestovat jaké možné výsledky či varianty vyzařování mohou tyto objekty charakterizovat. Pro MSP platí, že převážná část jejich záření vzniká ve vysokoenergetickém rentgenovém oboru a je obecně rozlišitelné na termální a netermální složku, které jsou vůči sobě přesně tak dominantní, jak dominantní jsou podmínky pro jednotlivé zářivé procesy za ně zodpovědné. U většiny MSP se ukazuje, že dominantnější složkou bývá termální složka spojená s vyzařováním zahřátých polárních čepiček okolo mg. pólů hvězdy. Tu a tam se však najde takový, jež disponuje významnou magnetosférickou aktivitou, což má za důsledek vyzařování i jiného vysoko-energetického záření, tentokrát netermálního charakteru.

Na začátku analýzy mých zvolených MSP jsem tedy na základě prvních náznaků (z podoby barevného indexu, toků v jednotlivých rentgenových oborech) navrhnul i přes slabá data všech dostupných pozorování pravděpodobné modely pro všechny MSP. Pro 47 Tuc D a 47 Tuc U se mi podařilo úspěšně proložit jejich spektra předovězenými termálními modely černého tělesa a neutronové vodíkové atmosféry a získat odhady efektivních teplot, které jsou řádově v souladu s literaturou (tab. 5.3). Rozhodnout, zda-li na tyto zdroje více sedí model černého tělesa nebo neutronové atmosféry se mi úplně nepodařilo, neboť při takto slabých datech vycházeli odchylky spekter od jednotlivých modelů víceméně stejně. Můžeme tak prohlásit, že u těchto zdrojů se nám jejich emisní povahu i odvozené parametry teploty podařilo úspěšně ověřit ve srovnání s předchozími pracemi.

Určitého zklamání jsem se bohužel dočkal u MSP 47 Tuc J, jehož extrahované spektrum i přes všechny redukční a korekční snahy nebylo možné proložit žádným mo-

delem, natož předpovězenou kombinací termálního a netermálního modelu. Z dostupné literatury zaměřené na tento objekt přicházejí náznaky, že by sekundární složka tohoto dvojhvězdného systému mohla uvolňovat materiál i mimo klasický přetok na primární složku a tvořit kolem sebe obálku bohatého materiálu (Freire a kol. (2003)). Tento fakt by tak mohl být jednou z příčin této netriviální podoby spektra.

Závěrečným objektem této práce byl MSP 47 Tuc W, který již od počátku analýzy jasně naznačoval, vysokou příměs netermální složky emise. Na základě úspěšně proložených kombinovaných modelů (BB+POW a NSA+POW) jsem získal odhady efektivní teploty a fotonového indexu, které byly sice rámcově v souladu s literaturou ale také mnohdy zatížené poměrně velkou chybou. Bylo tedy otázkou, jestli nebyla data zpracovaná nedostatečně nebo zda není povaha především netermální složky poněkud komplikovanější. Na základě posledních studií toho objektu (Bogdanov (2005)) se ukazuje, že pravděpodobným původcem netermální emise je šoková vrstva, vytvořená v místě střetu energetického hvězdného větru pulsaru a přitékající hmoty od sekundární složky. Složitější geometrická i zářivá struktura této šokové vrstvy by tak mohla být zodpovědná za pozorované odchylky od jednoduchého standardního modelu.

Ačkoliv jsem se v průběhu analýzy zvolených objektů setkal s komplikacemi i s někdy ne úplně reálnými odvozenými hodnotami, považuji většinu této práce za úspěšnou. Domnívám, že se mi podařilo z dostupných pozorování vyextrahovat poměrně kvalitní spektra a i přes malý soubor dat se podařilo u většiny zdrojů odhadnout pravěpodobnou povahu jejich emise a odvodit přibližné hodnoty jejich parametrů. Kompletní soubor spekter všech MSP pro každé pozorování umístěn v Příloze A. Jedním z cílů bylo i odhadnout zda pro termální složku emise MSP bude více vhodný model černého tělesa nebo model neutronové atmosféry. To se však bohužel nedalo navzdory slabým datům jednoznačně určit, oba modely dávaly srovnatelné shody s pozorováním.

I když již bylo na téma MSP, ať už ve 47 Tuc nebo mimo ni, publikováno mnoho prací a mnoho výsledků, stále je nepřehledné množství procesů zejména spojených s jejich vazařováním a strukturou zahaleno tajemstvím. Dokážeme už celkem dobře odhadnout, jak silné jsou např. magnetosférické procesy, které jsou zdrojem signifikantního netermálního záření, ale o původu nebo detailním charakteru těchto procesů toho víme jen velmi velmi málo. Proto věřím, že žádná práce a námaha věnovaná studii těchto objektů nebude nikdy zbytečná.

Kapitola 7

Seznam použitých zdrojů

<http://www.atnf.csiro.au/outreach/education/everyone/pulsars/index.html>
<http://www.cv.nrao.edu/course/astr534/Pulsars.html>
<http://www.pulsarastronomy.net/>
<http://www.jb.man.ac.uk/pulsar/Education/Tutorial/tut/tut.html>
<http://www.leap.eu.org/>
<http://www.jodrellbank.manchester.ac.uk/research/pulsar/>
http://cxc.harvard.edu/csc/threads/sci_cluster/
<http://cda.harvard.edu/chaser/>
<http://www.astro.umd.edu/miller/nstar.html#basics>
<http://www.grandunification.com/hypertext/NonthermalThermalRadiation.html#Black-BodyRadiation>
http://gclusters.altervista.org/cluster_4.php?ggc=47+Tuc
<http://www.naic.edu/pfreire/GCpsr.html>
http://en.wikipedia.org/wiki/47_Tucanae
<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>

- ABDO, A. A., M. ACKERMANN a další. Chandra X-Ray Observations of 19 Millisecond Pulsars in the Globular Cluster 47 Tucanae. *The Astrophysical Journal*. 2006, vol. 646, issue 2, s. 1104-1115
- ALPAR, M. A., A. F. CHENG, M. A. RUDERMAN a J. SHAHAM. A new class of radio pulsars. *Nature*. 1982, vol. 300, issue 5894, s. 728-730
- ARONS, J. a S. M. LEA. Accretion onto magnetized neutron stars - Structure and interchange instability of a model magnetosphere. *The Astrophysical Journal*. 1976, vol. 207, s. 914-936
- BAADE, W. a F. ZWICKY. On Super-Novae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 1934, vol. 20, issue 5, s. 254-259
- BACKER, D. C.; KULKARNI, S. R.; HEILES, C.; DAVIS, M. M.; GOSS, W. M. A millisecond pulsar. *Nature*, vol. 300, Dec. 16, 1982, s. 615-618
- BAYM, G. High density interiors of neutron stars, in *Neutron Stars: Theory and Observation*, (Kluwer Academic Publ., 1991) eds. D. Pines and J. Ventura, p. 21
- BAYM, Gordon, Christopher PETHICK a Peter SUTHERLAND. The Ground State of Matter at High Densities: Equation of State and Stellar Models. *The Astrophysical Journal*. 1971, vol. 170
- BOGDANOV, Slavko, Jonathan E. GRINDLAY, Craig O. HEINKE, Fernando CAMILO, Paulo C. C. FREIRE a Werner BECKER. Chandra X-Ray Observations of 19 Millisecond Pulsars in the Globular Cluster 47 Tucanae. *The Astrophysical Journal*. 2006, vol. 646, issue 2, s. 1104-1115
- BOGDANOV, Slavko, Jonathan E. GRINDLAY a Maureen van den BERG. An X-Ray Variable Millisecond Pulsar in the Globular Cluster 47 Tucanae: Closing the Link to Low-Mass X-Ray Binaries. *The Astrophysical Journal*. 2005, vol. 630, issue 2, s. 1029-1036
- BOGDANOV, Slavko, George B. RYBICKI, Jonathan E. GRINDLAY a F. K. LAMB. Constraints on Neutron Star Properties from X-Ray Observations of Millisecond Pulsars. *The Astrophysical Journal*. 2007, vol. 670, issue 1, s. 303-319
- CAMILO, F., D. R. LORIMER, P. FREIRE, A. G. LYNE a R. N. MANCHESTER. Observations of 20 Millisecond Pulsars in 47 Tucanae at 20 Centimeters. *The Astrophysical Journal*. 2000, vol. 535, issue 2, s. 975-990
- CORDES, J. M. a T. J. W. LAZIO. NE2001. II. Using Radio Propagation Data to Construct a Model for the Galactic Distribution of Free Electrons. 2003, preprint (astro-ph/0301598)
- CORDES, J. M. a T. J. W. LAZIO. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations. 2002, preprint (arXiv:astro-ph/0207156)
- DAVIDSON, Kris a Jeremiah P. OSTRICKER. Neutron-Star Accretion in a Stellar Wind: Model for a Pulsed X-Ray Source. *The Astrophysical Journal*. 1973, vol. 179
- DENEVA, J. S., J. M. CORDES, T. J. W. LAZIO, Andrew LYNE a Francis GRAHAM-SMITH. DISCOVERY OF THREE PULSARS FROM A GALACTIC CENTER PULSAR POPULATION. *The Astrophysical Journal*. 2009, vol. 702, issue 2, s. 105-116
- DUNCAN, Robert C. a Christopher THOMPSON. Formation of very strongly magnetized neutron stars - Implications for gamma-ray bursts. *The Astrophysical Journal*. 1992, vol. 392
- EDMONDS, Peter D., Ronald L. GILLILAND, Craig O. HEINKE, Jonathan E. GRINDLAY a Fernando CAMILO. Optical Detection of a Variable Millisecond Pulsar Companion in 47 Tucanae. *The Astrophysical Journal*. 2001, vol. 557, issue 1
- EDMONDS, Peter D., Ronald L. GILLILAND, Fernando CAMILO, Craig O. HEINKE a Jonathan E. GRINDLAY. A Millisecond Pulsar Optical Counterpart with Large-Amplitude

- Variability in the Globular Cluster 47 Tucanae. *The Astrophysical Journal*. 2002, vol. 579, issue 2, s. 741-751
- ELSNER, R. F., F. K. LAMB. Accretion by magnetic neutron stars. I - Magnetospheric structure and stability. *The Astrophysical Journal*. 1977, vol. 215, s. 649-722
- ELSNER, R. F., F. K. LAMB. Accretion flows in the magnetospheres of Vela X-1, AO535 26 and Her X-1. *Nature*. 1976, vol. 262, issue 5567, s. 69-75
- FOSTER, Caroline, Duncan A. FORBES, Robert N. PROCTOR, Jay STRADER, Jean P. BRODIE a Lee R. SPITLER. Deriving metallicities from the integrated spectra of extragalactic globular clusters using the near-infrared calcium triplet. *The Astronomical Journal*. 2010, vol. 139, issue 4, s. 1566-1578
- FREIRE, P. C., F. CAMILO, M. KRAMER, D. R. LORIMER, A. G. LYNE, R. N. MANCHESTER a N. D'AMICO. Further results from the timing of the millisecond pulsars in 47 Tucanae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2003, vol. 340, issue 4, s. 1359-1374
- GHOSH, P. a F. K. LAMB. Accretion by rotating magnetic neutron stars. III - Accretion torques and period changes in pulsating X-ray sources. *The Astrophysical Journal*. 1979, vol. 234, s. 296-316
- GHOSH, P. a F. K. LAMB. Disk accretion by magnetic neutron stars. *The Astrophysical Journal*. 1978, vol. 223, s. L83-L87
- GOLD, T. Rotating Neutron Stars as the Origin of the Pulsating Radio Sources. *Nature*. 1968, vol. 218, issue 5143, s. 731-732
- GOLDREICH, Peter, William H. JULIAN, A. V. GUREVICH, V. S. BESKIN a Ya. N. ISTOMIN. Pulsar Electrodynamics. *The Astrophysical Journal*. 1969, vol. 157, s. 119-192
- GRATTON, R. G., A. BRAGAGLIA, E. CARRETTA, G. CLEMENTINI, S. DESIDERA, F. GRUNDAHL a S. LUCATELLO. Distances and ages of NGC 6397, NGC 6752 and 47 Tuc. *Astronomy and Astrophysics*. 2003, vol. 408, issue 2, s. 529-543
- GUNN, J. E. a J. P. OSTRICKER. On the Nature of Pulsars. III. Analysis of Observations. *The Astrophysical Journal*. 1970, vol. 160
- HAENSEL, P., M. SALGADO a S. BONAZZOLA. Equation of state of dense matter and maximum rotation frequency of neutron stars. *Astronomy and Astrophysics*. 1995, 296:746-751.
- HARRIS. A Catalog of Parameters for Globular Clusters in the Milky Way. *The Astronomical Journal*. 2003 version, vol. 112, s
- HÉNON, M. Dynamics of stellar systems: International astronomical union Symposium No. 69. Editor: Avram Hayli. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company. 1975, ISBN 90-277-0589-5, s. 133
- HEUVEL, E. P. J. VAN DEN. Wolf-Rayet Systems and the Origin of Massive X-ray Binaries. *Nature Physical Science*. 1973, vol. 242, issue 118, s. 71-72
- HEWISH, A., S. J. BELL, J. D. H. PILKINGTON, P. F. SCOTT a R. A. COLLINS. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature*. 1968, vol. 217, issue 5130, s. 709-713
- JOHNSTON, S., M. KRAMER, D. R. LORIMER, A. G. LYNE, M. MCLAUGHLIN, B. KLEIN, R. N. MANCHESTER a A. WOLSZCZAN. Discovery of two pulsars towards the Galactic Centre. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*. 2006, vol. 373, issue 1, s. 93-98

- LAMB, F. K., C. J. PETHICK a D. PINES. A Model for Compact X-Ray Sources: Accretion by Rotating Magnetic Stars. *The Astrophysical Journal*. 1973, vol. 184, s. 271-290
- LANDAU, L.D. On the theory of stars. *Phys. Z. Sowjetunion* 1. 1932, 285–288
- LIGHTMAN, A. P. What has happened in the cores of globular clusters. *The Astrophysical Journal*. 1982, vol. 263
- LORIMER, D a M KRAMER. *Handbook of pulsar astronomy*. 1st pub. Cambridge: Cambridge University Press, 2005, ix, 301 s. Cambridge observing handbook for research astronomers. ISBN 978-0-521-53534-22012
- LYNE, A a Francis GRAHAM-SMITH. *Pulsar astronomy*. 4th ed. New York: Cambridge University Press, 2012, xxvii, 345 s. ISBN 978-110-7010-147
- LYNE, A. G., R. N. MANCHESTER, D. R. LORIMER, M. BAILES, N. D'AMICO, T. M. TAURIS, S. JOHNSTON, J. F. BELL a L. NICASTRO. The Parkes Southern Pulsar Survey – II. Final results and population analysis. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1998, vol. 295, issue 4, s. 743-755
- MANCHESTER, Richard N a Joseph H TAYLOR. *Pulsars*. San Francisco: W. H. Freeman, c1977, 281 s. ISBN 07-167-0358-0
- MAPELLI, Michela, Steinn SIGURDSSON, Monica COLPI, Francesco R. FERRARO, Andrea POSSENTI, Robert T. ROOD, Alison SILLS a Giacomo BECCARI. The Contribution of Primordial Binaries to the Blue Straggler Population in 47 Tucanae. *The Astrophysical Journal*. 2004, vol. 605, issue 1
- MCLAUGHLIN, Dean E., Jay ANDERSON, Georges MEYLAN, Karl GEBHARDT, Carlton PRYOR, Dante MINNITI a Sterl PHINNEY. Hubble Space Telescope Proper Motions and Stellar Dynamics in the Core of the Globular Cluster 47 Tucanae. *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 2006, vol. 166, issue 1, s. 249-297
- MORSINK, Sharon M., Luigi STELLA. Relativistic Precession around Rotating Neutron Stars: Effects Due to Frame Dragging and Stellar Oblateness. *The Astrophysical Journal*. 1999, vol. 513, issue 2, s. 303-315
- NOVIKOV, I. D. a K. S. THORNE. „Black Hole Astrophysics” in: *Black holes*, C. DEWITT a B. DEWITT, editos, GORDON a BREACH, New York, New York, 1973
- OPPENHEIMER, J. R. a G. M. VOLKOFF. On Massive Neutron Cores. *Physical Review*. 1939, vol. 55, issue 4, s. 374-381
- PACINI, F. a E. E. SALPETER. Some Models for Pulsed Radio Sources. *Nature*. 1968, vol. 218, issue 5143, s. 733-734
- PANDHARIPANDE, V.R. a R.A. SMITH. A model neutron solid with π_0 condensate. *Nuclear Physics A*. 1975, vol. 237, issue 3, s. 507-532
- PETHICK, C. J. a D. G. Ravenhall. The physics of neutron stars. S. 59-70: ALPAR, A., Ü. KIZILOGLU a J. van PARADIS (eds.), *The Live of Neutron Stars (NATO ASI Series)*. 1995. Dordrecht: Kluwer
- PRINGLE, J. E. a M. J. REES. Accretion Disc Models for Compact X-ray Sources. *Astronomy and Astrophysics*. 1972, vol. 29, s. 1
- RADHAKRISHNAN, V., D. J. COOKE. Magnetic poles and the polarization structure of pulsar radiation. *Astrophysical Letters*, 1969, vol. 3, s. 225
- RICHARDS, D. W. a J. M. COMELLA. The Period of Pulsar NP 0532. *Nature*. 1969, vol. 222, issue 5193, s. 551-552

- RUDERMAN, M. Matter in superstrong magnetic fields. S. 117-131: Hansen, C. J. (ed.), IAU Symposium 53, 1974, Dordrecht: Reidel
- SHAKURA, N. I. a R. A. SUNYAEV. Black holes in binary systems. Observational appearance. Astronomy and Astrophysics. 1973, vol. 24, s. 337-355
- WIRINGA, R., V. FIKS, A. FABROCINI a J. Craig WHEELER. Equation of state for dense nucleon matter. Physical Review C. 1988, vol. 38, issue 2, s. 77-91
- WOLTER, H. Mirror systems with grazing incidence as image-forming optics for X-rays Transl. into ENGLISH from Ann. Phys. (Leipzig), ser. 6, v. 10, 1952 s. 94-114
- ZAVLIN, Vyacheslav E. Studying millisecond pulsars in X-rays. Astrophysics and Space Science. 2006, vol. 308, 1-4, s. 185-205
- ZAVLIN, V. E.; PAVLOV, G. G.; SHIBANOV, Yu. A. Model neutron star atmospheres with low magnetic fields. I. Atmospheres in radiative equilibrium. Astronomy and Astrophysics. 1996, v.315, s.141-152

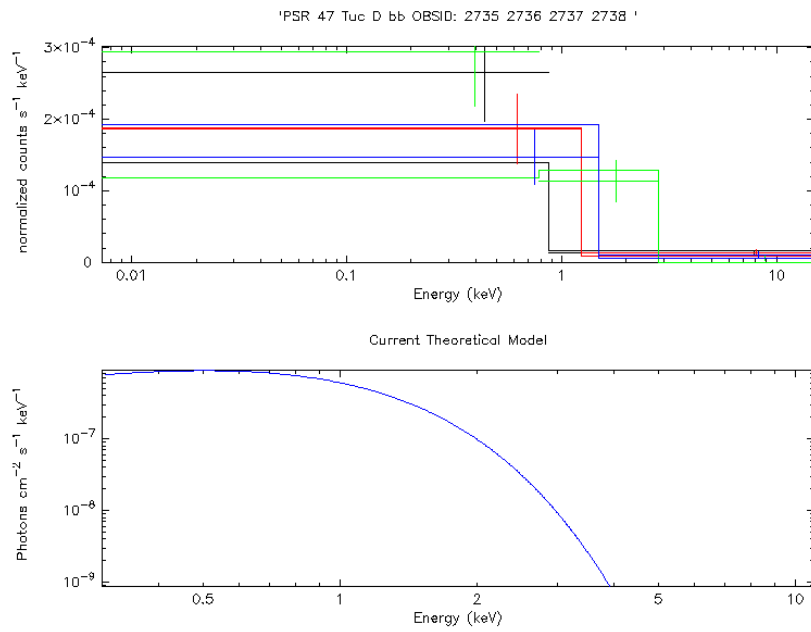
Obrázky:

- logo MU: <http://www.sci.muni.cz/cz/RigRiz/Pokyny-a-sablony-pro-rigorozni-prace>
- logo SCI: <http://www.sci.muni.cz/cz/RigRiz/Pokyny-a-sablony-pro-rigorozni-prace>
- Obr. 2.1: HEWISH, A., S. J. BELL, J. D. H. PILKINGTON, P. F. SCOTT a R. A. COLLINS. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source (Reprinted from Nature, February 24, 1968). Nature. 1969, vol. 224, issue 5218, s. 472-472
- Obr. 2.2: Vlastní nákres
- Obr. 2.3: LORIMER, D a M KRAMER. Handbook of pulsar astronomy. 1st pub. Cambridge: Cambridge University Press, 2005, ix, 301 s. Cambridge observing handbook for research astronomers. ISBN 978-0-521-53534-22012.
- Obr. 2.4: Vlastní nákres
- Obr. 2.5: LYNE, A a Francis GRAHAM-SMITH. Pulsar astronomy. 4th ed. New York: Cambridge University Press, 2012, xxvii, 345 s. ISBN 978-110-7010-147
- Obr. 3.1: Vlastní nákres
- Obr. 3.2: <http://cache.techie-buzz.com/images4/debjyoti/msr.jpg>
- Obr. 3.3: http://3.bp.blogspot.com/-9pybd4tREIA/TrsF_CoR20I/AAAAAAAAAGXM/XYtNNVWZiGA/s1600/601939main_MS-PulsarCU0723.jpg
- Obr. 3.4: GHOSH, P. a F. K. LAMB. Accretion by rotating magnetic neutron stars. III - Accretion torques and period changes in pulsating X-ray sources. The Astrophysical Journal. 1979, vol. 234, s. 296-316
- Obr. 4.1: <http://ned.ipac.caltech.edu/level5/Harris2/Figures/figure1.gif>
- Obr. 4.2: <http://m3.i.pbase.com/o6/82/431282/1/86736473.It8FhPI3.47TucSynthLuminanceRGB105301025V4.jpg>
<http://chandra.harvard.edu/photo/2013/47tuc/47tuc.jpg>
- Obr. 5.1: WEISSKOPF, Martin C. Chandra x-ray optics. Optical Engineering. 2012, vol.51, issue 1
- Obr. 5.2-12: Výsledky této práce
- Obr. 7.1-19: Výsledky této práce

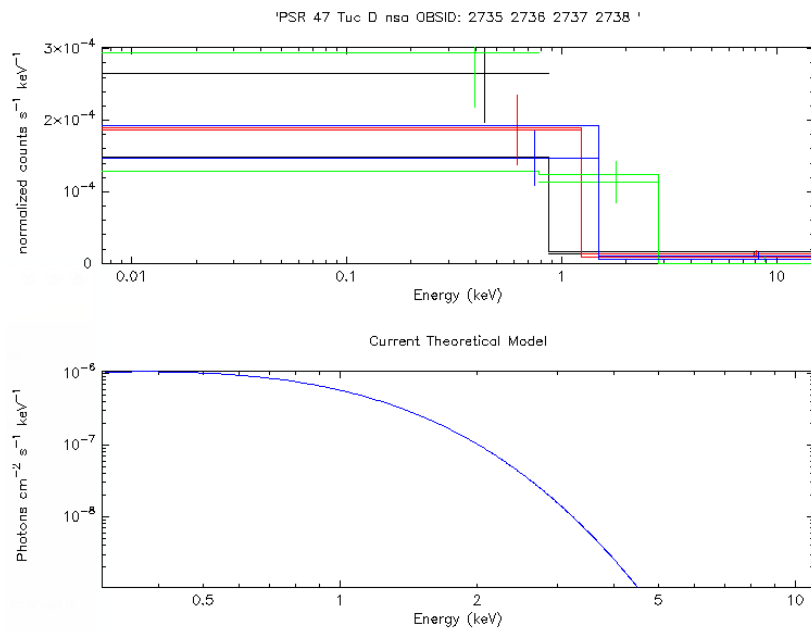
Část III

Příloha A

47 Tuc D:

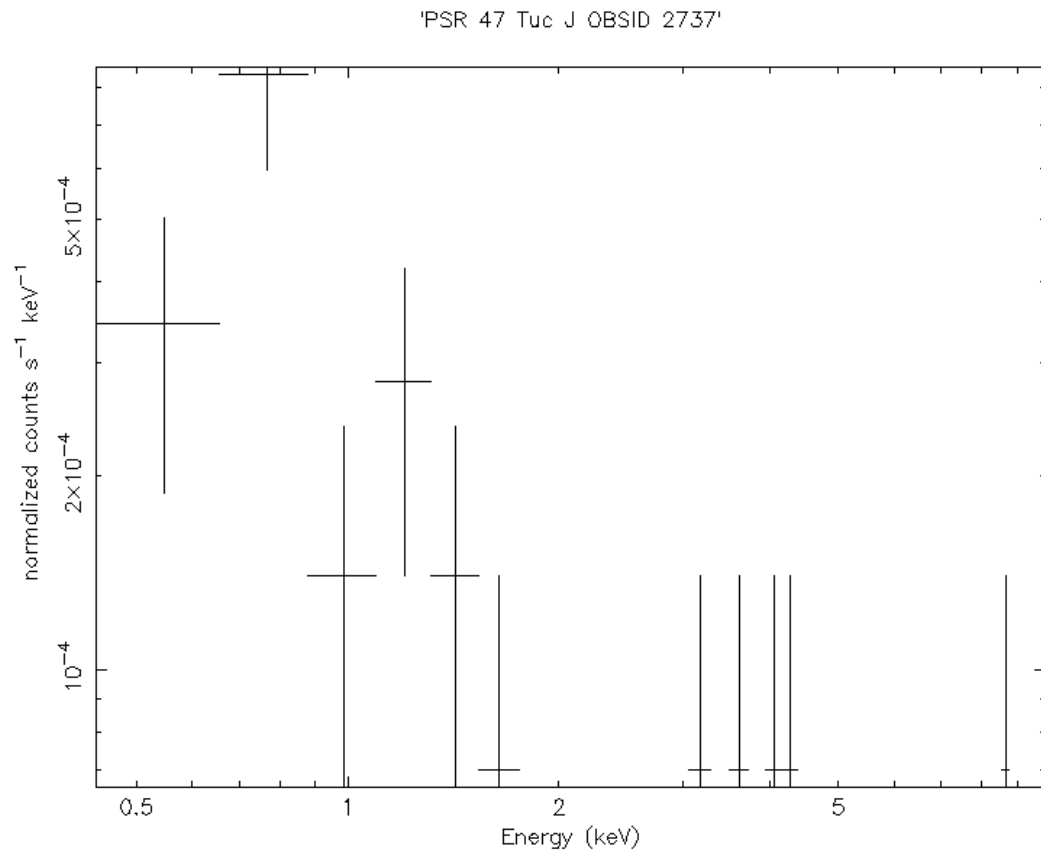


Obrázek 7.1: Spektra OBSID 2735-38 proložená modelem BB.



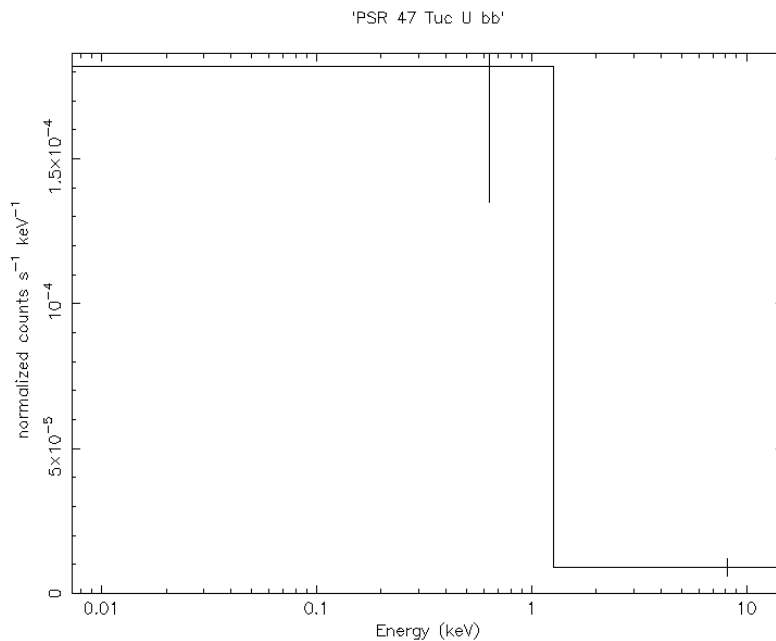
Obrázek 7.2: Spektra OBSID 2735-38 proložená modelem NSA.

47 Tuc J:

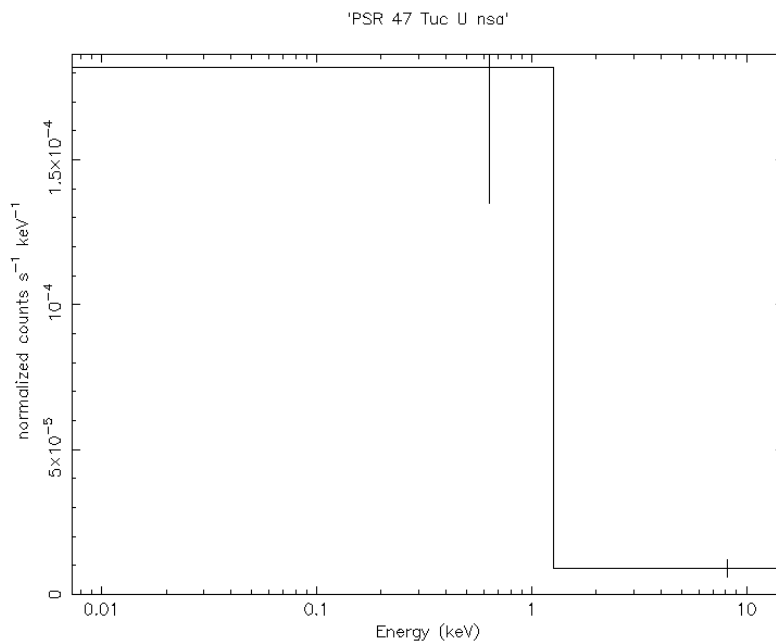


Obrázek 7.3: Samotné neproložené spektrum OBSID 2737.

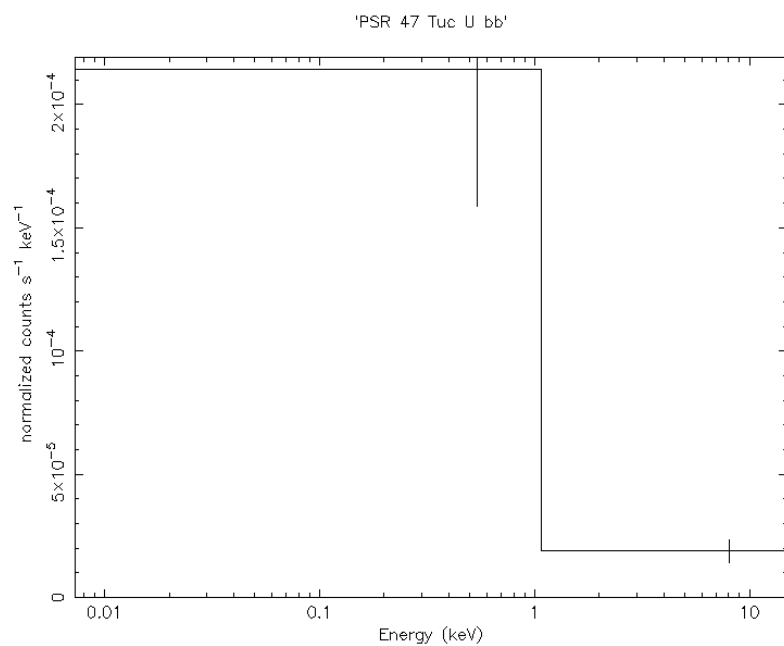
47 Tuc U:



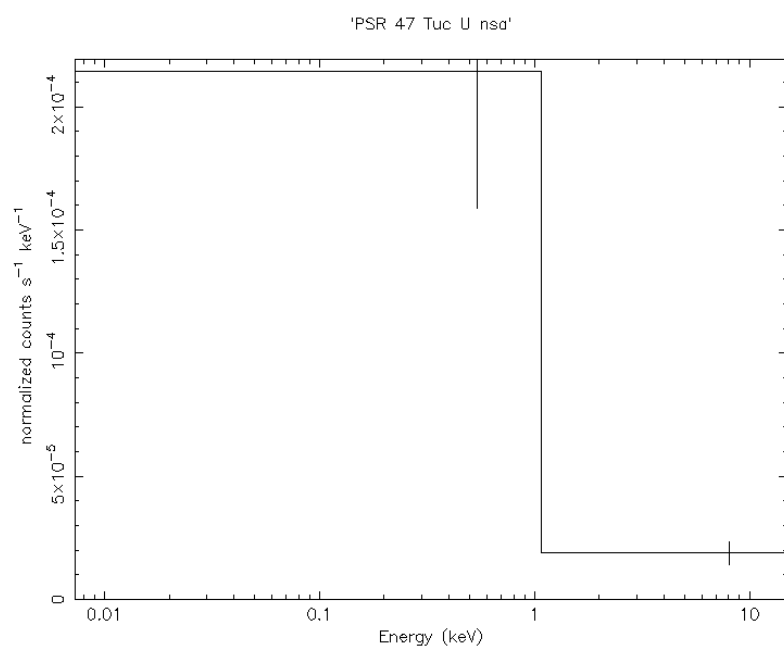
Obrázek 7.4: Spektrum OBSID 2735 proložené modelem BB.



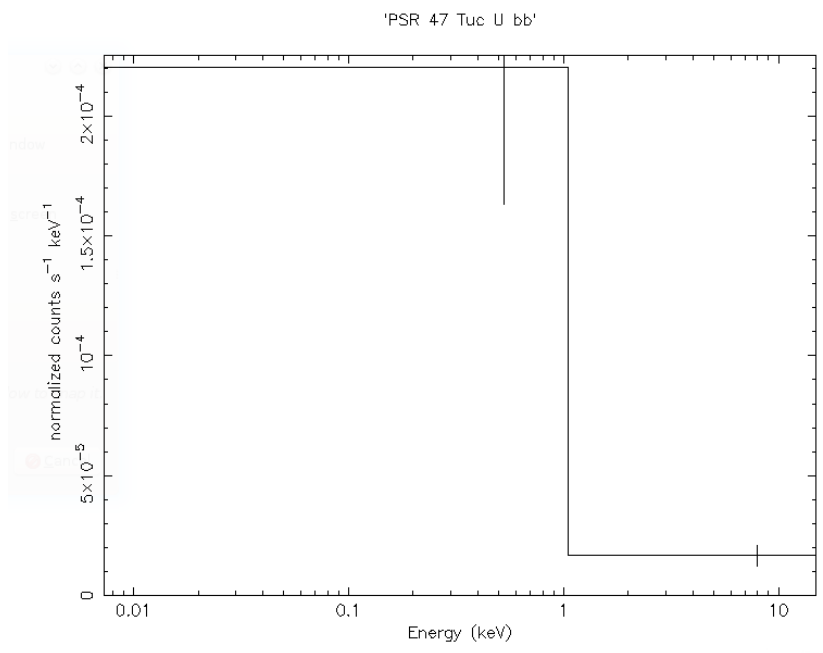
Obrázek 7.5: Spektrum OBSID 2735 proložené modelem NSA.



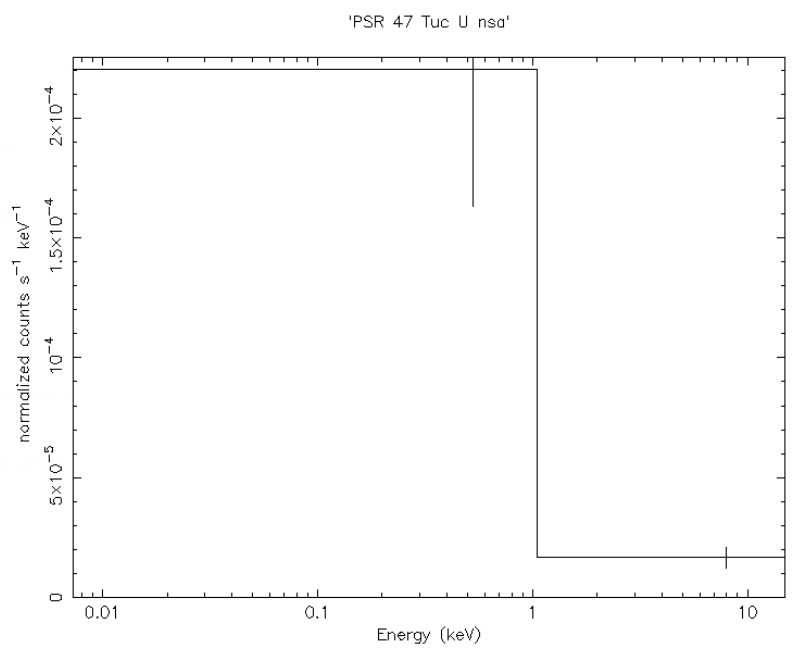
Obrázek 7.6: Spektrum OBSID 2736 proložené modelem BB.



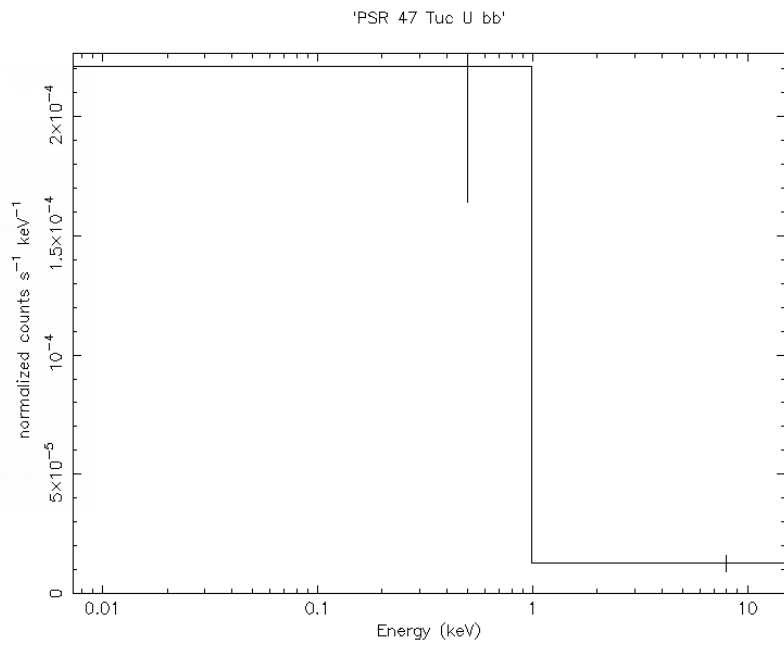
Obrázek 7.7: Spektrum OBSID 2736 proložené modelem NSA.



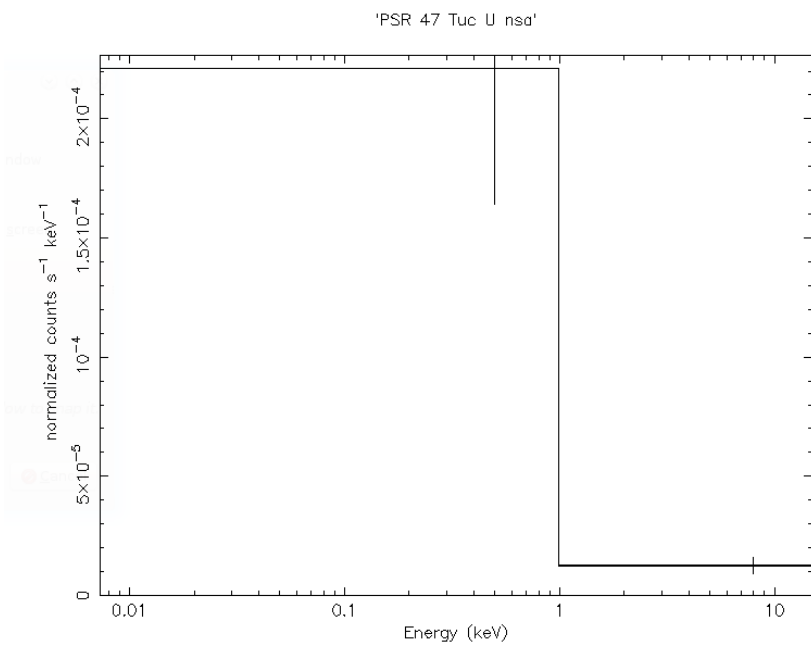
Obrázek 7.8: Spektrum OBSID 2737 proložené modelem BB.



Obrázek 7.9: Spektrum OBSID 2737 proložené modelem NSA.

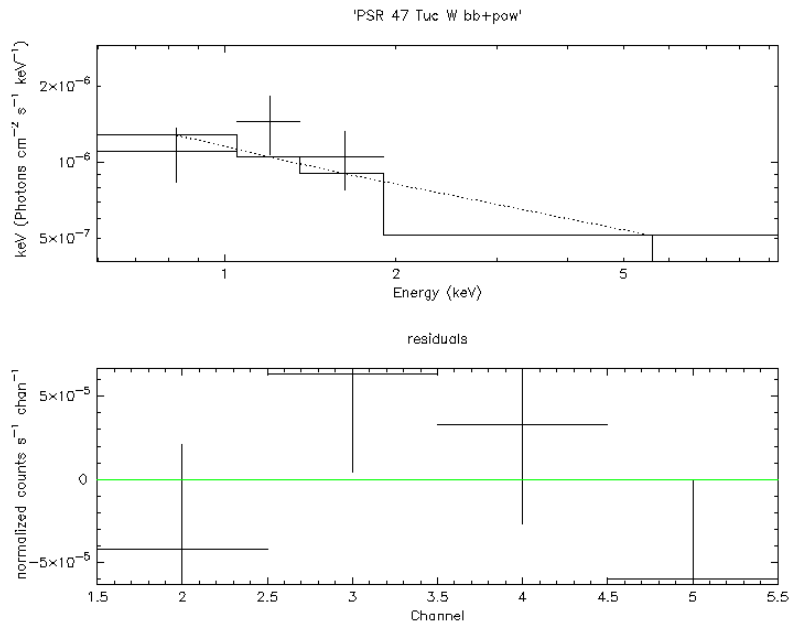


Obrázek 7.10: Spektrum OBSID 2738 proložené modelem BB.

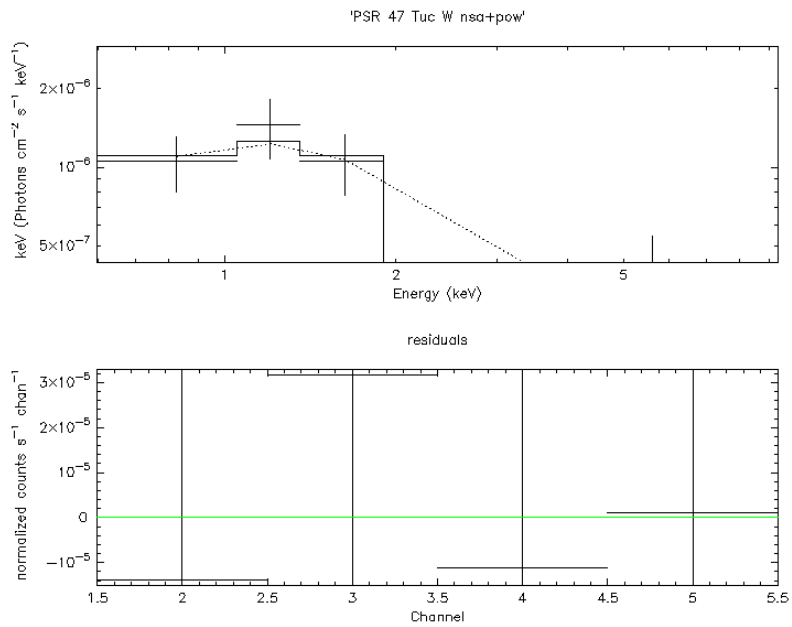


Obrázek 7.11: Spektrum OBSID 2738 proložené modelem NSA.

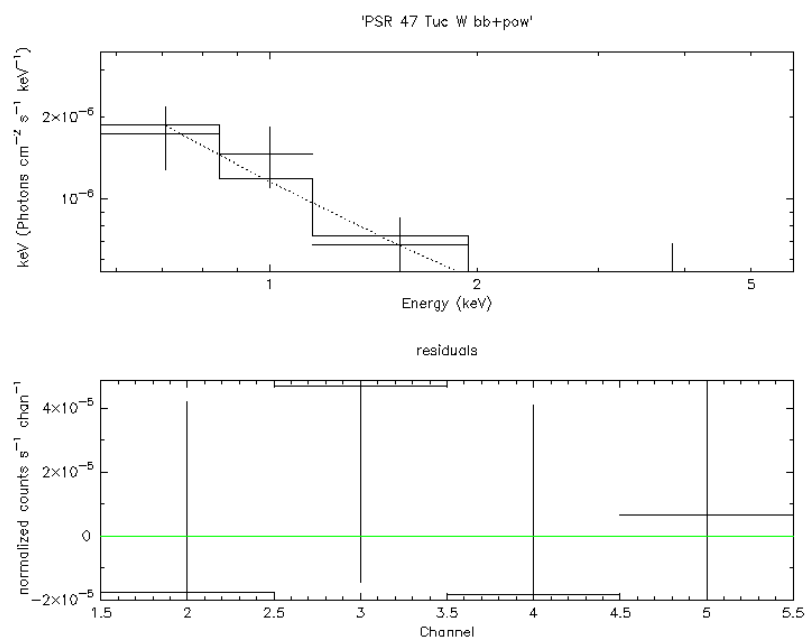
47 Tuc W:



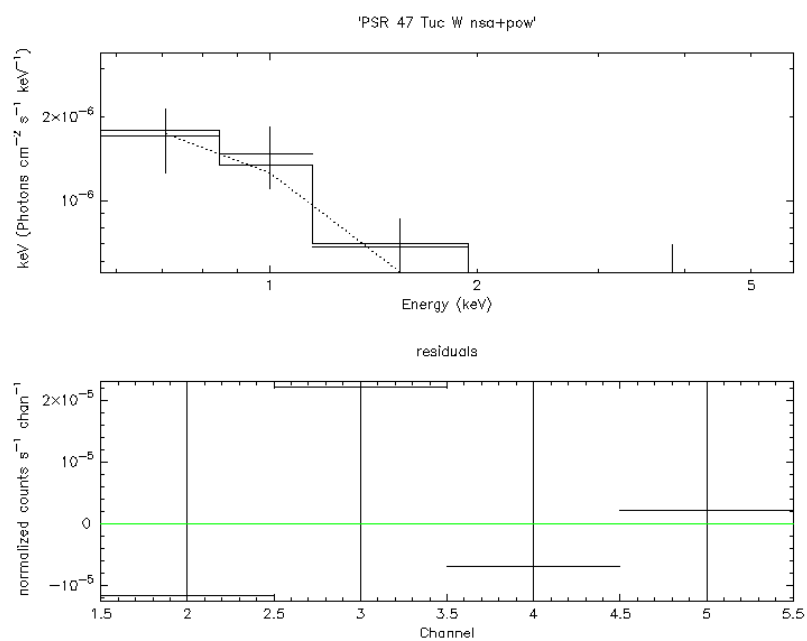
Obrázek 7.12: Spektrum OBSID 2735 proložené modelem BB+POW.



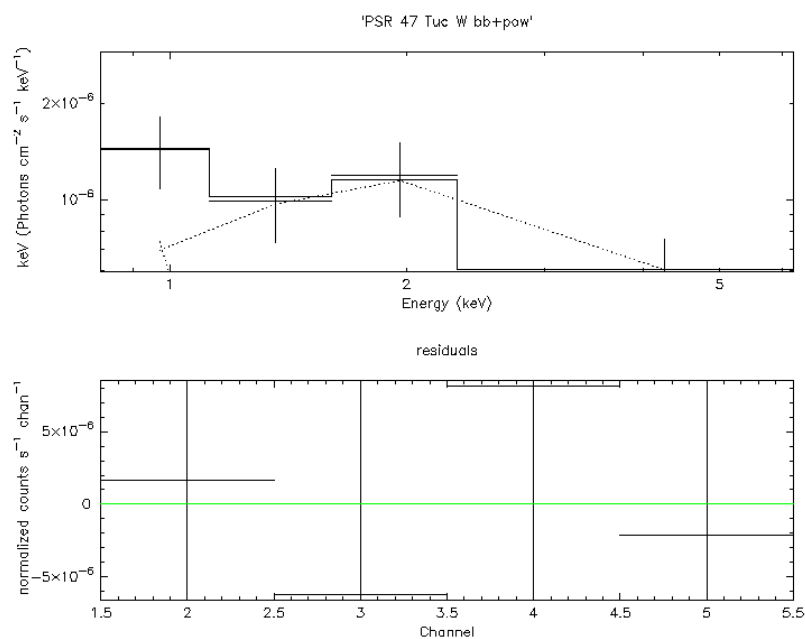
Obrázek 7.13: Spektrum OBSID 2735 proložené modelem NSA+POW.



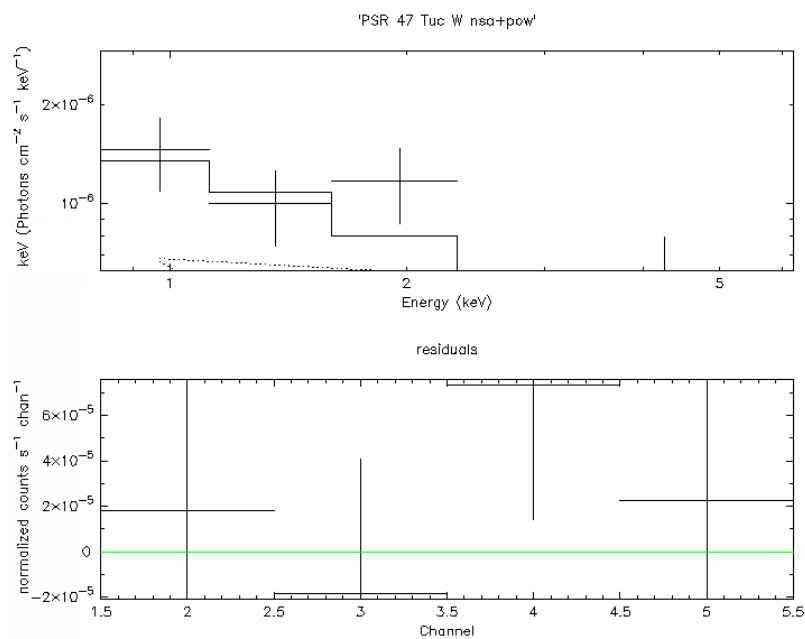
Obrázek 7.14: Spektrum OBSID 2736 proložené modelem BB+POW.



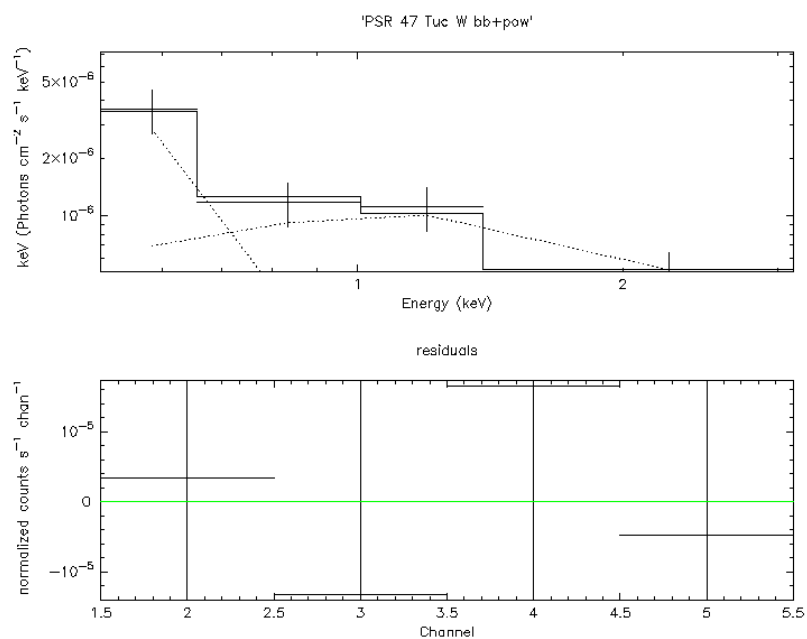
Obrázek 7.15: Spektrum OBSID 2736 proložené modelem NSA+POW.



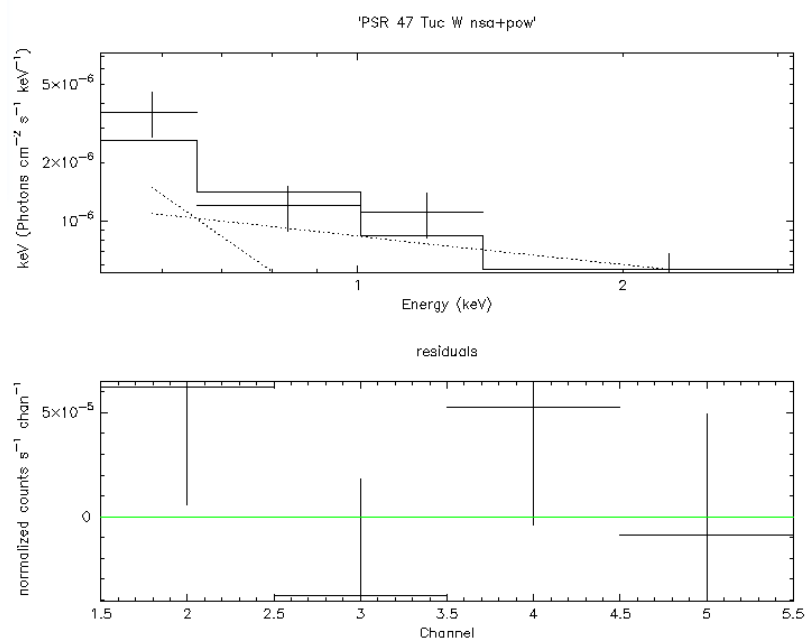
Obrázek 7.16: Spektrum OBSID 2737 proložené modelem BB+POW.



Obrázek 7.17: Spektrum OBSID 2737 proložené modelem NSA+POW.



Obrázek 7.18: Spektrum OBSID 2738 proložené modelem BB+POW.



Obrázek 7.19: Spektrum OBSID 2738 proložené modelem NSA+POW.