



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

**Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea in Fisica**

**Ricerca di pulsazioni radio coerenti
dalla pulsar X al millisecondo
J0929-314**

Tesi di laurea di:
Maria Noemi Iacolina

Relatore:
Prof. Luciano Burderi

Co-Relatori:
**Dott.ssa Marta Burgay
Dott. Andrea Possenti**

Anno Accademico 2005-2006

*A Sara e Marta,
il futuro di tutti noi*

Indice

Introduzione	1
1 Pulsar X al millisecondo	3
1.1 L'accrescimento come sorgente di energia	4
1.1.1 L'efficienza dell'accrescimento	5
1.1.2 Il limite di Eddington	6
1.1.3 Lo spettro emesso	6
1.2 Fenomeni di accrescimento nei sistemi binari	7
1.2.1 Accrescimento attraverso i lobi di Roche	8
1.3 Accrescimento a disco sulle stelle di neutroni magnetizzate	13
1.4 Le sorgenti X binarie	16
1.4.1 High Mass X-Ray Binaries	18
1.4.2 Low Mass X-Ray Binaries	18
1.5 Pulsazioni coerenti in LMXB	21
1.5.1 Pulsar X al millisecondo <i>Accretion Powered</i> : le sette conosciute	22
2 Connessione evolutiva tra msPulsar X e Radio msPulsar	23
2.1 Le stelle di neutroni	24
2.2 Le Pulsar	25
2.2.1 La forma del segnale	26
2.3 Variazioni secolari nel periodo delle pulsar	27
2.4 Elettrodinamica delle pulsar	28
2.4.1 Età delle pulsar	31
2.4.2 Pulsar al millisecondo	31
2.5 Evoluzione delle pulsar	32

2.5.1	Connessione evolutiva tra XMSP e Radio MSP: il modello di <i>recycling</i>	33
2.5.2	Pulsar X in quiescenza	34
2.6	<i>Recycling</i> : un modello in attesa di una conferma osservativa, scopo della tesi	37
3	La pulsar X al millisecondo XTE J0929-314	38
3.1	La scoperta e i parametri iniziali del sistema	39
3.2	XTE J0929-314 in <i>outburst</i>	42
3.2.1	Lo spettro in <i>outburst</i>	42
3.3	XTE J0929-314 in quiescenza	43
3.4	La controparte ottica e radio	44
3.5	Il timing	47
4	La strategia di ricerca di un segnale Radio pulsato	49
4.1	Sensibilità di un apparato osservativo ed effetti del mezzo interstellare sul segnale di una radio pulsar	50
4.1.1	Dispersione	50
4.1.2	Diffusione	53
4.2	Generalità sugli algoritmi per la ricerca di un segnale radio pulsato	54
4.2.1	La ricerca per sistemi binari	54
4.3	La strategia adottata per la ricerca di pulsazioni radio da XTE J0929-314	58
4.3.1	Il sistema di acquisizione dati	59
4.3.2	Il sistema di calcolo M.A.N.G.U.S.T.A.	61
4.3.3	Programmi di riduzione dati	61
5	Ricerca di pulsazioni Radio in XTE J0929-314	68
5.1	L'analisi dei dati	69
5.1.1	Acquisizione e dedispersione dei dati	69
5.1.2	La simulazione e il <i>deorbit</i>	70
5.1.3	Il <i>foldng</i>	74
5.2	Risultati	75
5.3	Interpretazione dei risultati	78
5.3.1	La luminosità	79

5.3.2	Il fattore geometrico	80
5.3.3	L'assorbimento <i>free-free</i>	82
Conclusioni e sviluppi futuri		88
A Alcune costanti astronomiche e fisiche		89
B Il Programma Fortran Rebin.f		91
C La Trasformata di Fourier		94
C.1	Trasformata di Fourier	95
C.2	Proprietà	95
D Il satellite Rossi X-Ray Timing Explorer		97
D.1	RXTE - Rossi X-Ray Timing Explorer	98
Bibliografia		103
Ringraziamenti		105

Introduzione

Lo scopo del presente lavoro di tesi è la ricerca di segnali radio pulsati, con periodo del millisecondo, nella sorgente XTE J0929-314. Questo oggetto cosmico appartiene alla classe delle binarie a raggi X di piccola massa (LMXB) transienti.

In particolare le LMXB (*Low Mass X-Ray Binaries*) sono sistemi binari costituiti da una stella di piccola massa e una stella di neutroni. In questi sistemi si instaura un trasferimento di materia verso la stella di neutroni e questo meccanismo porta alla formazione di un disco di accrescimento. L'emissione di radiazione X è dovuta al rilascio di energia gravitazionale a causa della caduta del materiale sulla stella.

Una sottoclasse di questo tipo di oggetti, i transienti X, presenta un'emissione X non continua, con delle fasi in cui l'emissione risulta molto pronunciata (fase di *outburst*) alternate a fasi in cui il flusso X cala drasticamente (fase di *quiescenza*). La fase di outburst può durare per un periodo di tempo dell'ordine dei mesi, periodo relativamente breve se confrontato con quello di quiescenza che può durare diversi anni.

In base al modello di *recycling*, si ritiene che il momento angolare impartito alla stella di neutroni dalla materia in caduta sulla sua superficie, determini la diminuzione del periodo di rotazione della stella, che raggiunge valori dell'ordine del millisecondo. Il prodotto finale di questa evoluzione sarebbe quindi una pulsar radio al millisecondo orbitante una stella che ha ormai perduto gran parte della sua massa. Molti indizi suffragano la correttezza del modello di *recycling*, ma una prova inoppugnabile del legame tra binarie X in accrescimento e pulsar radio al millisecondo non è ancora stata ottenuta.

Tra le LMXB transienti sette mostrano pulsazioni coerenti in banda X con periodi di rotazione dell'ordine del millisecondo e si ritiene che esse siano la

miglior classe di sistemi da indagare alla ricerca di questa prova. Durante la fase di *quiescenza*, infatti, è possibile che si verifichino in questi sistemi tutte le condizioni necessarie affinché si attivi il meccanismo di emissione radio. Questo processo potrebbe ripetersi più volte, con un'emissione X alternata a quella radio, finché non si esaurisce il processo di trasferimento di materia e si realizza, così, la nascita di una stabile radio pulsar al millisecondo.

Nel **Capitolo 1** verranno presentate le peculiarità fisiche dei sistemi binari in cui si verifica il fenomeno dell'accrescimento e quindi l'emissione di radiazione X. La prima parte del **Capitolo 2** tratta delle caratteristiche delle pulsar, per poi passare, nella seconda parte, alla descrizione del modello di *recycling*, che mette in evidenza la connessione evolutiva tra le binarie X e le radio pulsar. Il **Capitolo 3** contiene le principali caratteristiche osservative della pulsar X al millisecondo XTE J0929-314, il sistema analizzato in questa tesi. Infine nel **Capitolo 4** e nel **Capitolo 5**, sono descritte le metodologie di analisi dei dati, i risultati ottenuti e la loro interpretazione.

Capitolo 1

Pulsar X al millisecondo

1.1 L'accrescimento come sorgente di energia

Per i fisici del XIX secolo la gravità era l'unica fonte concepibile di energia per i corpi celesti, ma risultava inadeguata a produrre la potenza emessa dal sole in relazione alla sua *età*. Venne infatti in seguito messo in luce che l'artefice di tale emissione era la forza nucleare forte, la più intensa tra le quattro forze conosciute.

In contrapposizione a ciò, negli ultimi decenni si è osservato che è proprio la gravità la forza responsabile dell'emissione degli oggetti più energetici che esistono nell'universo conosciuto, per la quale il meccanismo di fusione nucleare in opera nelle stelle risulta totalmente insufficiente. Infatti, nonostante la gravità sia la più debole delle quattro forze (vedi tabella 1.1), determinati processi che la coinvolgono rivelano un'efficienza e quindi un'energia liberata, notevolmente elevata.

Forza	Intensità
<i>Nucleare forte</i>	1
<i>Elettromagnetica</i>	10^{-2}
<i>Nucleare debole</i>	10^{-13}
<i>Gravità</i>	10^{-38}

Tabella 1.1: Intensità relativa delle quattro forze note in natura

L'estrazione di energia potenziale gravitazionale dal materiale che accresce su un corpo gravitante è ora nota come la principale sorgente di potenza in diversi tipi di sistemi stellari binari. Come esempio di quanto appena detto, calcoliamo l'energia potenziale gravitazionale rilasciata dal processo di accrescimento di un elemento di massa m su un corpo di raggio R_* e massa M

$$\Delta E_{acc} = \frac{GMm}{R_*} \quad (1.1)$$

Se tutta l'energia cinetica della materia in caduta è convertita in radiazione in corrispondenza della superficie stellare, la luminosità relativa a tale processo risulta:

$$L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{R_*} \quad (1.2)$$

dove \dot{M} è il tasso di accrescimento di massa. Se il corpo in accrescimento è

una stella di neutroni di raggio $R_* = R_{NS} \sim 10km$ e massa $M \sim 1.4M_\odot$ (M_\odot : massa solare), per $m = 1g$, si ha $\Delta E_{acc} = 10^{20}erg$, che, ci aspettiamo, sia per la maggior parte rilasciata come radiazione elettromagnetica.

Paragoniamo ora tale energia a quella che verrebbe sprigionata se la massa m subisse la reazione nucleare di trasformazione da idrogeno (H) ad elio (He) (la più energetica possibile). Poiché

$$\Delta E_{nuc} = 0.007mc^2 \quad (1.3)$$

dove c è la velocità della luce, si ottiene $\Delta E_{nuc} = 6 \times 10^{18}$, ossia circa un ventesimo di quella ottenuta per accrescimento.

Dall'equazione 1.1 si può notare che l'energia rilasciata per accrescimento è fortemente dipendente dalla compattezza dell'oggetto in accrescimento: maggiore è il rapporto $\frac{M}{R_*}$, maggiore è l'efficienza, che risulterà elevata, dunque, per oggetti come stelle di neutroni e buchi neri.

1.1.1 L'efficienza dell'accrescimento

Come già espresso nella sezione 1.1, l'energia relativa al processo di accrescimento è data dall'equazione 1.1. Tale relazione può essere espressa in termini convenienti per la comprensione del processo in maniera quantitativa. Utilizzando il parametro adimensionale $\eta = \frac{GM}{R_*c^2}$, l'equazione 1.1 risulta:

$$\Delta E_{acc} = \eta mc^2 \quad (1.4)$$

Il parametro η , cioè, rappresenta l'efficienza del processo nel trasformare l'energia a riposo della massa in accrescimento.

Se confrontiamo tale equazione con la 1.3, si ha che l'efficienza per il processo nucleare è $\eta = 0.007$; per l'accrescimento su una nana bianca $\eta = 10^{-4}$, per una stella di neutroni $\eta = 0.15$.

Per un buco nero si deve considerare il raggio che definisce il cosiddetto 'orizzonte degli eventi', limite oltre il quale qualsiasi oggetto viene catturato, il *Raggio di Schwarzschild*: $R_{Sch} = \frac{2GM}{c^2}$. L'efficienza relativa all'accrescimento su un tale oggetto è $\eta = 0.5$.

Risulta ora evidente come l'accrescimento su un oggetto compatto sia il meccanismo di produzione di energia maggiormente efficiente.

1.1.2 Il limite di Eddington

Consideriamo un accrescimento simmetricamente sferico e stabile. Assumiamo che il materiale in accrescimento sia per la maggior parte idrogeno e che sia completamente ionizzato. In tali circostanze la radiazione emessa esercita una forza sugli elettroni liberi dovuta allo scattering Thomson, la cui sezione d'urto è $\sigma_T = 6.7 \times 10^{-25} \text{cm}^2$, che per unità di superficie, perpendicolare alla direzione della forza, risulta nella pressione di radiazione. Se S è il flusso di energia radiativa, la forza esercitata su ogni elettrone sarà: $F_1 = \sigma_T S/c$. Poiché $S = L/4\pi r^2$, $F_1 = \sigma_T L/4\pi cr^2$. Ora, poiché su ogni coppia elettrone-protone agisce la forza gravitazionale, $F_2 = GM(m_p + m_e)/r^2 \simeq GMm_p/r^2$, dove m_p e m_e sono le masse rispettivamente del protone e dell'elettrone ed r è la distanza dalla superficie della stella, opposta alla spinta radiativa, risulta in totale:

$$F = F_1 - F_2 = \left(GMm_p - \frac{L\sigma_T}{4\pi c} \right) \frac{1}{r^2} \quad (1.5)$$

Quando tale forza si annulla si ha un limite per la luminosità, il *limite di Eddington*:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \simeq 1.3 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.6)$$

A luminosità maggiori di L_{edd} la pressione di radiazione supera quella opposta gravitazionale e l'accrescimento viene impedito.

Considerando che quanto detto sinora vale per un accrescimento *stazionario* e a *simmetria sferica*, si può fare una semplice estensione a sistemi in cui l'accrescimento si verifica in una frazione f della superficie della stella, ma comunque *radiale*. Il limite corrispondente risulta fL_{edd} .

Per oggetti in accrescimento il limite di Eddington implica un limite nel tasso di accrescimento stabile pari a:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{m_p 4\pi c R_{NS}}{\sigma_T} = 1.5 \cdot 10^{-8} R_6 \quad M_\odot \text{ yr}^{-1} \quad (1.7)$$

1.1.3 Lo spettro emesso

Si può ora stimare l'intervallo spettrale di emissione da oggetti compatti in accrescimento. A tale scopo possiamo caratterizzare lo spettro continuo della radiazione emessa con una temperatura, T_{rad} , tale per cui $kT_{rad} = h\nu$, energia di un tipico fotone, con k costante di Boltzmann e h costante di Planck.

Per una luminosità pari a quella di accrescimento, L_{acc} , da una sorgente di raggio R , si definisce una temperatura di corpo nero, T_{BB} , come la temperatura che la sorgente avrebbe se irradiasse con una potenza di corpo nero.:

$$T_{BB} = \left(\frac{L_{acc}}{4\pi R^2 \sigma} \right)^{1/4} \quad (1.8)$$

Definiamo ora la temperatura termica, T_{th} , come quella temperatura che il materiale accresciuto raggiungerebbe se tutta l'energia potenziale gravitazionale fosse convertita in energia termica. Per ogni coppia elettrone-protono accresciuta l'energia potenziale gravitazionale è pari a $GM(m_p + m_e)/R \simeq GMm_p/R$ e l'energia termica: $2 \cdot \frac{3}{2}kT$. Quindi:

$$T_{th} = \frac{GMm_p}{3kR} \quad (1.9)$$

Poichè deve essere che $T_{BB} \leq T_{rad} \leq T_{th}$, facendo i conti per una stella di neutroni con $M = 1.4M_{\odot}$ e un raggio pari a $10km$ si ricava:

$$10^7 K \leq T_{rad} \leq 5 \cdot 10^{11} K \quad (1.10)$$

Di conseguenza lo spettro di emissione sta in un range di energia pari a:

$$2keV \leq h\nu \leq 50MeV \quad (1.11)$$

Tale range è compreso nella banda X dello spettro elettromagnetico.

1.2 Fenomeni di accrescimento nei sistemi binari

L'importanza dell'accrescimento come sorgente di energia è stata messa in luce dallo studio dei sistemi binari. L'interesse di tali sistemi sta nel fatto che essi, per loro natura, rivelano di se stessi molto più che altri oggetti astronomici. Questo è particolarmente vero nel caso delle binarie eclissanti, in cui le due stelle hanno i piani orbitali orientati circa lungo la linea di vista dell'osservatore, da cui otteniamo informazioni dirette delle loro relazioni spaziali (vedi sez. 1.4).

L'accrescimento è, inoltre, un processo estremamente rilevante in quanto si pensa che una frazione considerevole di stelle facciano parte di sistemi binari, che ad un qualche momento della loro evoluzione abbiano subito un trasferimento di massa.

Una grandezza fondamentale nello studio dei sistemi binari in accrescimento è il momento angolare. Infatti, poiché le stelle possiedono momento angolare, il materiale in accrescimento lo trasporterà durante il trasferimento, quindi non potrà accrescere direttamente, ma spiraleggerà attorno alla stella. Ciò porta alla formazione di un disco di accrescimento che risulta una macchina efficiente per estrarre energia gravitazionale e convertirla in radiazione.

Seguendo l'approccio esposto in Frank, King & Raine (2002), si può stabilire che ci sono due cause fondamentali per cui, ad un certo punto della loro evoluzione, in molti sistemi binari si ha un trasferimento di massa:

- Nel corso della sua evoluzione una delle due stelle può incrementare il suo raggio o può diminuire la separazione tra le due componenti del sistema binario, finché gli strati superficiali della prima subiscono l'attrazione gravitazionale della seconda (Roche lobe overflow).
- Una delle stelle, ad una data fase della sua vita, potrebbe eiettare molta della sua massa sotto forma di vento stellare, parte di essa sarà catturata dal campo gravitazionale della compagna (stellar wind accretion).

Quest'ultimo caso non verrà trattato in maniera approfondita, non essendo di interesse specifico per questa tesi.

1.2.1 Accrescimento attraverso i lobi di Roche

Il problema della dinamica dell'accrescimento fu studiato per la prima volta, nel XIX secolo, dal matematico francese Edouard Roche. L'essenza dell'approccio di Roche è di considerare l'orbita di una particella test in un potenziale gravitazionale dovuto a due corpi massivi che ruotano ognuno sotto l'influenza della loro mutua attrazione gravitazionale. Tali corpi (nel nostro caso due stelle di un sistema binario) sono supposti sufficientemente massivi in modo che la particella test non perturbi le loro orbite kepleriane (problema noto come quello dei tre corpi ristretto), che sono assunte circolari piane. Tutto ciò è un'ottima approssimazione per un sistema binario in accrescimento, perché gli effetti mareali tendono a circolarizzare le orbite eccentriche su tempi scala minori di quelli in cui avviene il trasferimento di massa. Un'ulteriore restrizione (ragionevole), necessaria nell'affrontare il problema di Roche, è l'assunzione che le due stelle possano considerarsi concentrate nel loro centro,

come punti massivi. Per studiare tale sistema è conveniente porsi in un sistema di riferimento centrato nel centro di massa e rotante, solidalmente al sistema binario, con velocità angolare ω_{orb} rispetto ad un sistema inerziale. Il flusso di gas tra le due stelle è studiato quantitativamente dall'equazione di Eulero, che in tale caso diventa:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla \Phi_R - 2\vec{\omega}_{orb} \wedge \vec{v} - \frac{1}{\rho} \nabla P \quad (1.12)$$

dove il termine $-2\vec{\omega}_{orb} \wedge \vec{v}$ rappresenta la forza di Coriolis per unità di massa; $-\nabla \Phi_R$ include effetti di forza gravitazionale e centrifuga, mentre $-\frac{1}{\rho} \nabla P$ è il termine di pressione. La velocità angolare ω_{orb} è data dalla legge di Keplero:

$$\omega_{orb} = \left[\frac{G(M_1 + M_2)}{a^3} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.13)$$

con a distanza tra i centri delle due stelle ed M_1 e M_2 le loro masse, che, come si può notare dall'equazione 1.12, regolano il flusso del gas in accrescimento.

Vogliamo ora stabilire la *forma* delle stelle in un sistema binario, ossia la configurazione delle superfici equipotenziali nei punti del sistema binario. Dato, dunque, un punto \vec{r} nello spazio circostante il sistema binario, il potenziale Φ_R (potenziale di Roche) soddisfa l'equazione:

$$\Phi_R = -\frac{GM_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{GM_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2}(\vec{\omega}_{orb} \wedge \vec{r})^2 \quad (1.14)$$

è, cioè la somma del potenziale di M_1 e di M_2 più il termine centrifugo, dove \vec{r}_1 e \vec{r}_2 sono i vettori posizione dei due centri stellari.

Sostituendo al generico punto un punto della superficie della stella si ricava la superficie equipotenziale che circonda la stella.

Imponendo, dunque, $\Phi_R = \text{costante}$, si ritrovano equazioni che descrivono le superfici equipotenziali, cioè la forma di una stella alle diverse distanze dal centro della stella stessa. Tali superfici equipotenziali sono dette superfici di Roche (si veda la Figura 1.1).

Esiste una superficie ultima (vedi Figura 1.2) tale per cui le due stelle sono separate, questa superficie circonda un volume composto dai cosiddetti *lobi di Roche*.

I due lobi si congiungono nel punto Lagrangiano L_1 , punto in cui la risultante della forza gravitazionale esercitata dalle due stelle è nulla. Essendo,

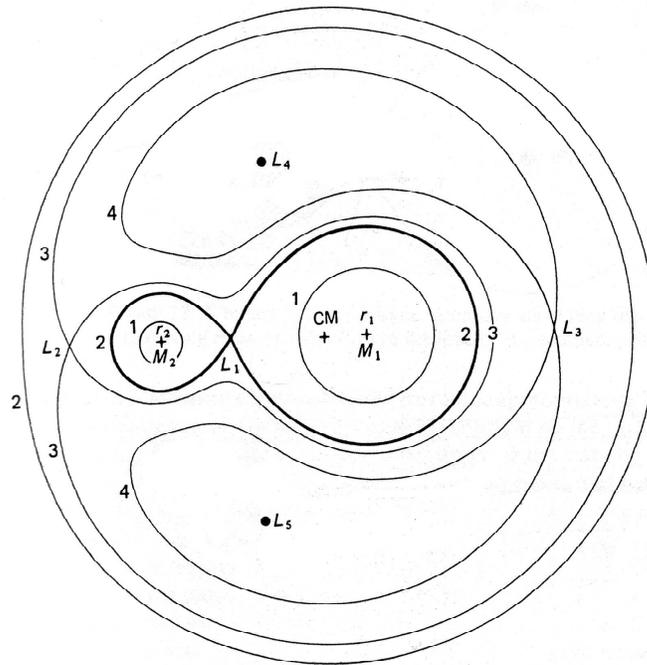


Figura 1.1: Sezione sul piano orbitale delle superfici equipotenziali del potenziale di Roche relative a un sistema binario con un rapporto di massa $q = M_2/M_1 = 0.25$

dunque L_1 un punto di sella per il potenziale Φ_R , la materia in L_1 , appartenente ad una stella, ove superi tale punto, tende a fluire verso l'altra.

Esaminiamo, ora, le conseguenze di ciò che abbiamo appena illustrato. Supponiamo che inizialmente le due stelle siano più piccole dei loro Lobi di Roche e che la rotazione di ogni stella attorno al proprio asse sia sincronizzata col moto orbitale, con gli assi ortogonali al piano del sistema binario. In tale caso la sezione sul piano orbitale della superficie di ogni stella assumerà la forma di una delle sezioni più interne, approssimativamente circolari, del potenziale di Roche in figura 1.1.

Se la situazione resta quella esaminata sinora, il trasferimento di massa può avvenire solo tramite vento stellare, la materia in tale caso possiede un esiguo momento angolare e l'accrescimento risulterà sferico.

Supponiamo, invece, di avere a che fare con un sistema binario in cui sono presenti:

- un oggetto compatto, come una stella di neutroni,

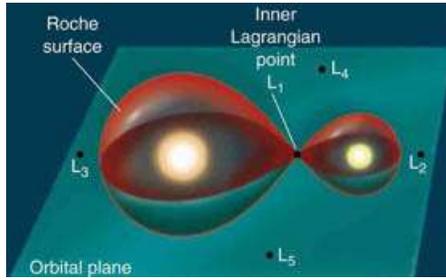


Figura 1.2: Potenziale di Roche

- una stella di sequenza principale.

Quando quest'ultima stella, nel corso della sua evoluzione, inizia ad espandersi, la sua superficie, che deve coincidere con una curva equipotenziale di Φ_R , andrà a riempire il proprio Lobo di Roche. Si definisce, in genere, come stella *secondaria* (M_2) quella che riempie il Lobo di Roche, mentre l'altra è detta *primaria* (M_1). Poiché L_1 è un punto in cui la risultante delle forze è nulla, ogni piccola perturbazione del materiale (dovuta ad esempio a forze di pressione) lo spingerà nel Lobo di Roche della primaria, dove infine sarà catturato dalla stella.

In realtà, il gas in trasferimento attraverso L_1 possiede un elevato momento angolare, così non può essere direttamente catturato dalla stella primaria. Infatti, se ci poniamo nel sistema di riferimento della primaria, tale materiale è come se provenisse da un punto che ruota attorno ad essa, nel piano della binaria; in tal modo la stella vede tale gas muoversi in direzione ortogonale ad \vec{r}_1 .

Le conseguenze di tutto ciò sono che il gas proveniente da L_1 inizierà a ruotare attorno alla primaria, dando luogo alla formazione di un *disco di accrescimento*. All'interno di tale disco si verificano processi dissipativi (come collisioni di particelle del gas e conseguente dissipazione viscosa) che convertiranno parte dell'energia gravitazionale in energia interna (calore), quindi irradiata e persa. Questa perdita di energia si traduce in un progressivo restringimento dell'orbita, che acquisisce via via un raggio sempre minore, in altre parole il gas inizia a spiraleggiare attorno alla stella primaria. In un'orbita kepleriana il momento angolare specifico (per unità di massa), $L = \sqrt{GMR}$, inizialmente estremamente elevato, come possiamo notare, dipende

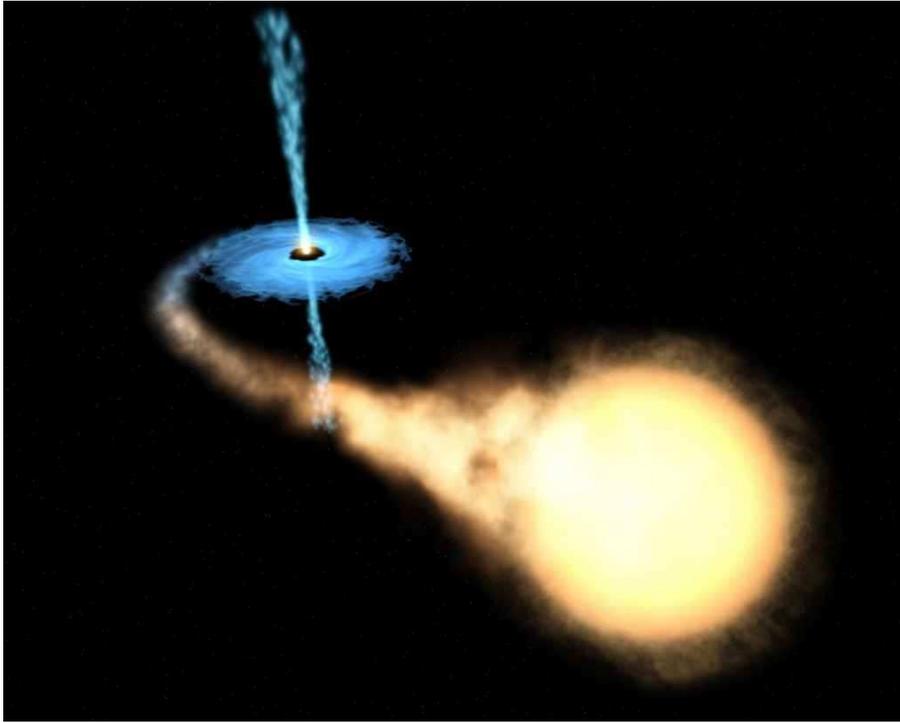


Figura 1.3: Sistema binario in cui la secondaria riempie il proprio lobo di Roche e trasferisce massa, attraverso L_1 , nel lobo della primaria compatta

dalla distanza del punto considerato dalla stella; di conseguenza, per orbite con raggio minore deve diminuire di intensità, restando, comunque, sempre valida la conservazione del momento angolare totale. Si ha dunque una perdita di momento angolare a favore delle parti esterne del disco. Dal momento che si ha dissipazione di energia, le orbite del disco evolvono verso una configurazione ad energia minima che corrisponde ad una conformazione circolare dell'orbita.

Un disco di accrescimento è dunque costituito da una serie di orbite, sempre più strette, di gas spiraleggiante verso la superficie della stella, che, in assenza di coppie esterne, trasferisce momento angolare agli strati esterni attraverso l'azione di coppie viscosive interne. In molti casi la massa del disco risulta così piccola e la sua densità media così bassa rispetto a quelle della primaria che si può trascurare la sua autogravità. Le orbite circolari sono dunque kepleriane, con una velocità angolare:

$$\Omega_K(R) = \sqrt{\frac{GM_1}{R^3}} \quad (1.15)$$

L'energia di legame di un elemento di gas di massa m in un'orbita kepleriana

che sfiora la superficie della primaria è $-\frac{1}{2}GMm/R_{NS}$, dove R_{NS} è il raggio della stella. Poiché l'elemento di gas parte a grande distanza dalla stella, con energia iniziale trascurabile, la luminosità totale del disco in uno stato stabile risulta:

$$L_{disc} = \frac{GM\dot{M}}{2R_{NS}} \quad (1.16)$$

in cui \dot{M} rappresenta il rate di accrescimento.

Come abbiamo visto nella sezione 1.1, la luminosità totale dovuta al fenomeno dell'accrescimento è $L_{acc} = \frac{GM\dot{M}}{R_{NS}}$, quindi risulta che:

$$L_{disc} = \frac{1}{2}L_{acc} \quad (1.17)$$

Così metà dell'energia in gioco è irradiata mentre la materia spiraleggia verso la superficie della stella, invece l'altra metà verrà rilasciata presso la superficie.

1.3 Accrescimento a disco sulle stelle di neutroni magnetizzate

La descrizione fatta per il disco di accrescimento non è sempre valida. Infatti le stelle di neutroni possiedono, nella maggior parte dei casi, un campo magnetico B intenso abbastanza da distruggere il flusso del disco. In generale l'interazione del campo col flusso di materia è abbastanza complessa, per cui consideriamo il caso di un campo che altera il flusso in un punto relativamente lontano dalla stella.

In prima approssimazione il campo magnetico di una stella di neutroni ha un andamento dipolare con valori alla superficie che variano da meno di 10^8 G a più di 10^{12} G. Per un dipolo magnetico l'intensità del campo varia come:

$$B \sim \frac{\mu}{r^3} \quad (1.18)$$

a distanza radiale r dalla stella di raggio R_{NS} . Dove $\mu = B_{NS}R_{NS}^3$ è il momento magnetico.

La pressione magnetica

$$P_{mag} = \frac{\mu^2}{8\pi r^6} \quad (1.19)$$

incrementa sempre più man mano che ci si avvicina alla superficie stellare. Le pressione magnetica inizia a controllare il flusso di materia quando diventa

maggiore della pressione del gas in caduta. Quest'ultima può essere considerata come la somma di due contributi:

- $\rho c_s^2 \rightarrow$ termico (con c_s velocità del suono nel gas)
- $\rho v^2 \rightarrow$ di inerzia (ram pressure)

dei quali il secondo risulta nettamente prevalente nel caso di un flusso di gas altamente supersonico in accrescimento sferico. Questo è proprio il nostro caso, in quanto si dimostra che la velocità di rotazione del gas, $\frac{1}{\sqrt{2}}v_{ff}$, è pertanto supersonica nelle parti più interne del disco. Quindi, considerando che $v \sim v_{ff} = (2GM/r)^{1/2}$, velocità di caduta libera (free fall), e scrivendo $|\rho v|$ in termini del tasso di accrescimento, $|\rho v| = \dot{M}/4\pi r^2$, se uguagliamo la pressione di inerzia a quella magnetica 1.19, si ottiene:

$$\frac{\mu^2}{8\pi r^6} = \frac{(2GM)^{1/2}\dot{M}}{4\pi r^{5/2}}$$

da cui risolvendo per r:

$$R_A = 5.1 \times 10^8 \dot{M}_{16}^{-2/7} M_1^{-1/7} \mu_{30}^{4/7} \text{ cm} \quad (1.20)$$

dove

$$\mu_{30} = \frac{\mu}{10^{30}} G \cdot \text{cm}^3 \quad \text{e} \quad \dot{M}_{16} = \frac{\dot{M}}{10^{16}} g \cdot \text{s}^{-1}$$

La quantità R_A è conosciuta come *raggio di Alfvén* ed è quella distanza entro la quale il flusso di materia nel disco risulta totalmente controllato dal campo magnetico e incanalato lungo le sue linee di flusso. Più precisamente perché ciò avvenga è necessario che ad una distanza dal centro della stella pari a R_M (raggio magnetosferico), le coppie esercitate dal campo magnetico sul disco siano dell'ordine di quelle viscosi. In base a tale condizione si ricava:

$$R_M \sim 0.5R_A \quad (1.21)$$

In generale la stella in accrescimento e le linee di forza del campo magnetico ruotano con velocità angolare Ω_{NS} attorno ad un asse ortogonale al disco. Poiché per $R < R_M$ la materia deve fluire lungo le linee di campo, perché l'accrescimento sia stabile, deve risultare

$$\Omega_{NS} < \Omega_k(R_M) \quad (1.22)$$

dove: $\Omega_k(R_M) = (GM/R_M^3)^{1/2}$ è la velocità kepleriana a R_M . Se così non fosse, particelle incanalate nelle linee di flusso spiraleggerebbero all'infuori a R maggiori, respinte dalla barriera centrifuga a R_M (regime di *propeller*, vedi sez. 2.5.2). Si può notare che per parametri tipici ($M_1 \sim R_6 \sim L_{37} \sim \mu_{30} \sim 1$), una stella di neutroni magnetizzata possiede $R_A \sim R_M \sim 10^8$ cm; ben al di fuori della superficie stellare ($R_{NS} \simeq 10^6$ cm).

Si definisce *raggio di corotazione*, R_Ω , il raggio a cui la velocità kepleriana è uguale a quella di rotazione della stella di neutroni (e delle linee di campo):

$$R_\Omega = \left(\frac{GM P_{pulse}^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} = 1.5 \cdot 10^8 P_{pulse}^{2/3} M_1^{1/3} \text{ cm} \quad (1.23)$$

dove P_{pulse} è il periodo di rotazione della stella di neutroni. Un modo conveniente per stabilire la condizione 1.22 è di richiedere che il parametro $\omega_{NS} = \Omega_{NS}/\Omega_k(R_M)$ sia minore di 1. Ciò implica che

$$R_\Omega \geq R_M$$

L'accrescimento magneticamente controllato risulta un fenomeno immediatamente riconoscibile dalle osservazioni. Infatti il flusso in accrescimento è incanalato solo su una piccola frazione della superficie stellare (poli magnetici) e visto che la maggior parte della luminosità per accrescimento è rilasciata vicino alla superficie stellare, ogni rotazione della stella in accrescimento produrrà una modulazione periodica del flusso osservato.

Il periodo di pulsazione P_{pulse} osservato in tali sistemi è in generale compreso nell'intervallo: $10^{-3}s \leq P_{pulse} \leq 10^3s$. In molte binarie X, P_{pulse} è osservato decrescere stabilmente su un tempo scala dell'ordine di 10^4 anni e talvolta incrementare per periodi relativamente brevi. Presumibilmente la stabile diminuzione (*spinup*) è dovuta alle coppie indotte dal processo di accrescimento e l'occasionale incremento (*spindown*) è causato da fluttuazioni nelle suddette coppie.

Con P_{pulse} osservati di $\sim 1s$ e valori di $R_A \sim R_M \sim 10^8$ cm, il parametro $\omega_{NS} \ll 1$ e l'accrescimento sarà dunque stabile. Questi sistemi sono denominati *rotatori lenti*.

1.4 Le sorgenti X binarie

Le sorgenti X binarie sono sistemi binari in cui uno dei componenti è una stella collassata, come una stella di neutroni o un buco nero, e l'altro una stella "normale" (che riempie il proprio lobo di Roche o che espelle massa via vento stellare). Questi sistemi possono essere classificati in diversi modi; in base alla persistenza del flusso X in:

- Stazionari, in cui l'emissione risulta costante nel tempo;
- Transienti (XRT), che mostrano variazioni, talora ricorrenti, nel loro flusso di raggi X, alternando periodi di quasi totale inattività (*quiescenza*), che durano svariati anni con una luminosità X $\sim 10^{31\div33} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, a periodi relativamente brevi di consistente emissione X (*outburst*), con luminosità di $\sim 10^{36\div38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$;

ed in base alle caratteristiche della stella compagna che dona massa in:

- HMXB (Hight Mass X-Ray Binaries), quando la secondaria è una stella massiva e luminosa di tipo spettrale OB;
- LMXB (Low Mass X-Ray Binaries), quando la secondaria è una stella di piccola massa e bassa luminosità.

Questa classificazione è basata sul rapporto tra luminosità X e ottica:

$$\frac{L_X(2 - 10\text{keV})}{L_{opt}(300 - 700\text{nm})}$$

Questa quantità risulta ≤ 10 per le HMXB e $\gg 10$ per le LMXB. Tale differenza è infatti dovuta alla massa della secondaria. Se essa è una stella giovane e massiva avrà una elevata luminosità ottica, paragonabile a quella X emessa dalla stella di neutroni, mentre se è una stella vecchia e poco luminosa, la luminosità in banda X fornita dall'oggetto in accrescimento eccederà di gran lunga quella ottica.

Nonostante tali classificazioni prescindano dalla natura dell'oggetto compatto (buco nero o stella di neutroni), d'ora in poi ci si riferirà a tali sistemi intendendo soltanto quelli contenenti una stella di neutroni.

Proprietà	HMXB	LMXB
Stella donatrice	$O - B (M > 5M_{\odot})$	$K - M (M \leq 1M_{\odot})$
Popolazione	I (10^7 anni)	II (10^9 anni)
L_X/L_{opt}	0.001 – 10	100 – 1000
Periodo orbitale	1 – 100giorni	10min – 10giorni
Campo magnetico	<i>Forte</i> ($\sim 10^{12}G$)	<i>Debole</i> (10^8G)
Burst tipo I	<i>Assenti</i>	<i>Comuni</i>
QPO	<i>Rari</i> (0.001 – 1Hz)	<i>Comuni</i> (1 – 1000Hz)

Tabella 1.2: Classificazione delle stelle di neutroni nelle Binarie X

La funzione di massa

La massa dei componenti di un sistema binario è legata ad alcuni parametri orbitali dalla terza legge di Keplero:

$$\frac{A^3}{P_{orb}^2} = \frac{G(M_1 + M_2)}{4\pi^2} \quad (1.24)$$

dove M_1 e M_2 sono le masse rispettivamente della stella di neutroni e della compagna. Esprimendo la separazione della binaria, A , in termini del semiasse maggiore dell'orbita della stella di neutroni $A_1 = M_2/(M_1 + M_2)A$, si ottiene:

$$\frac{M_2^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4\pi^2 A_1^3}{GP_{orb}^2} \quad (1.25)$$

Lo studio dello spostamento Doppler del periodo di rotazione della stella di neutroni di una binaria X permette di ricavare alcuni parametri orbitali, come il periodo orbitale, P_{orb} , e la proiezione del semiasse dell'orbita della stella di neutroni sul piano della linea di vista, $A_1 \sin(i)$, con i inclinazione dell'orbita (l'angolo, cioè, formato tra la normale al piano orbitale e la linea di vista). Dalle misure di tali parametri si può, quindi, risalire alla cosiddetta funzione di massa, f_1 :

$$f_1 \equiv \frac{(M_2 \sin(i))^3}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{4\pi^2 (A_1 \sin(i))^3}{GP_{orb}^2} \quad (1.26)$$

Immaginando di conoscere almeno approssimativamente il valore della massa della stella di neutroni ($M_1 \sim 1.35M_{\odot}$), la misura della massa della compagna è quindi legata al valore assunto dall'inclinazione e può essere stimata dallo studio delle eclissi, quando presenti. Assumendo $i = 90^\circ$ si può in ogni caso determinare un limite inferiore per la massa M_2 .

1.4.1 Hight Mass X-Ray Binaries

Questi sistemi sono oggetti relativamente giovani, di età inferiore a 10^7 anni, distribuiti per la maggior parte sul piano galattico. La primaria, di tipo spettrale O o B , esibisce un forte vento stellare. Parte di questo vento può essere catturato dall'oggetto compatto, alimentando la sorgente X. L'accrescimento può peraltro anche avvenire via lobi di Roche, ed è anzi favorito dalle ingenti dimensioni della primaria. Tale tipo di trasferimento nelle HMXB è però molto rapido e quindi non frequentemente osservato. Le orbite di tali sistemi sono eccentriche e i loro periodi orbitali tendono ad essere lunghi.

Molti di questi sistemi sono altamente variabili (transienti). Ciò è principalmente dovuto al fatto che, possedendo orbite eccentriche, l'accrescimento, e quindi l'emissione X, avviene solo in prossimità del periastro dell'orbita, quando l'oggetto compatto può raccogliere una frazione maggiore della massa persa dalla compagna.

Dal momento che le stelle di neutroni contenute in questi sistemi sono relativamente giovani, i loro campi magnetici sono ancora elevati, con valori alla superficie dell'ordine di $10^{12}G$, di conseguenza avviene quasi sempre che la magnetosfera è in grado di incanalare il flusso di materia in trasferimento ad una distanza elevata. La materia che accresce sarà quindi forzata a percorrere le linee del campo magnetico, accendendo sui poli e generando un segnale coerente e pulsato con periodo pari a quello di rotazione della stella di neutroni. I periodi di rotazione misurati variano da un valore di $69ms$ a $\sim 1ora$.

Il budget di produzione dell'energia nelle HMXB è spesso dominato dalla luminosità ottica della stella OB .

1.4.2 Low Mass X-Ray Binaries

Di questo tipo di sistemi fanno parte:

- Le sorgenti X degli ammassi globulari (Globular Clusters X-Ray sources);
- Le sorgenti luminose dei bulge galattici (Galactic Bulge X-Ray sources);
- Le pulsar X con periodo dell'ordine del millisecondo (Millisecond X-Ray Pulsar), tra le quali J0929-314.

Sostanzialmente sono sorgenti X binarie che contengono una stella evoluta, di piccola massa e di popolazione II. Di conseguenza, considerando anche che sono spesso associate ad ammassi globulari, si intuisce che sono i sistemi più vecchi di tutta la galassia, di età superiore a 10^9 *anni*. Essendo la secondaria una stella evoluta e di piccola massa, essa non è in grado di emettere del vento stellare, così l'accrescimento può avvenire esclusivamente attraverso i lobi di Roche, secondo quanto detto nella sezione 1.2.1.

Molte LMXB non mostrano pulsazioni coerenti nelle loro curve di luce. La causa di ciò può essere attribuita all'allineamento del campo magnetico con l'asse di rotazione oppure ad un decadimento eccessivo dell'intensità del campo al di sotto di valori come 10^8 G. Quest'ultimo fenomeno implicherebbe che la materia non viene più incanalata nelle linee di campo ($R_M \leq R_{NS}$), ma che accresce su tutta la superficie.

L'unica classe di sistemi che possiede tutte le caratteristiche delle LMXB e, contemporaneamente, mostra pulsazioni coerenti, è quella delle Pulsar X al Millisecondo (MSXRP) in cui il periodo di rotazione della stella di neutroni è, appunto, dell'ordine del millisecondo.

Fenomeni di variabilità temporale

Le LMXB sono soggette a fenomeni di variabilità temporale nel senso che presentano variazioni periodiche nella luminosità X non direttamente legate alla geometria del sistema binario.

Principali fenomeni sono: *burst* di tipo I e II e *Oscillazioni Quasi Periodiche* (QPO).

I burst di tipo I sono classificati come improvvisi incrementi di luminosità X della durata di qualche decina di secondi, con caratteristico raffreddamento nella fase di decadenza, ricorrenti su tempi scala dell'ordine delle ore. Questi fenomeni sono causati da esplosioni termonucleari effettuate dalla materia appena accresciuta sulla stella di neutroni.

La durata complessiva del fenomeno sta in un intervallo di tempo compreso tra ~ 5 *min* e qualche giorno. L'attività dei burst può interrompersi per periodi che vanno da diversi giorni a svariati mesi.

In alcuni casi è stata osservata una relazione tra il profilo temporale dei burst e l'emissione persistente. Nella sorgente 4U1820-303 (Clark et al 1997)

il flusso persistente incrementa di un fattore 5, mentre l'intervallo tra i burst diminuisce gradualmente del 50%. In qualche LMXB l'attività dei burst cessa quando la luminosità dell'emissione X persistente incrementa fino ad un valore di $10^{37} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$.

Sono state osservate una decina di sorgenti con forti eventi di burst che durano fino a 1500s . Si crede che durante questi burst la luminosità diventi così elevata (vicino al limite di Eddington) che temporaneamente l'atmosfera della stella di neutroni si espanda a causa della pressione di radiazione; si formerebbe di conseguenza del vento stellare che causerebbe l'espulsione di massa dalla stella di neutroni. Dopodiché la luminosità si abbassa al di sotto del limite di Eddington e la fotosfera si contrae.

Lo spettro energetico dei *burst* di tipo I è descritto molto bene da un corpo nero con la temperatura che decresce nel tempo, mentre il raggio del corpo nero rimane costante.

Accanto ai burst di tipo I sono stati osservati dei fenomeni analoghi, ma in rapida successione, con intervalli di ricorrenza di qualche secondo. Essi sono denominati burst di tipo II e si pensa siano legati a spasmodici episodi di accrescimento, in cui si ha un incremento fulmineo del rate di accrescimento (Lewin, van Paradijs & Tamm 1995).

I burst di tipo I e II non avvengono nelle binarie X con elevati campi magnetici ($B_S = 10^{12}G$), in quanto il campo confina il plasma nelle calotte polari, incrementando così il rate di accrescimento per unità di area. Si avrà di conseguenza un bruciamento term nucleare continuo del materiale in accrescimento.

L'ultimo dei fenomeni di variabilità temporale trattato in questa sede è quello delle oscillazioni quasi-periodiche (QPO). I QPO si mostrano come picchi lorentziani nello spettro di potenza di Fourier del segnale, possono avere frequenze di qualche decina di Hz o di \sim kHz (si parla di kHz QPO) e sono fenomeni non ancora del tutto compresi. La loro fenomenologia è molto complessa e sono stati individuati diversi modi di QPO che corrispondono a diversi stati di attività.

Numerose sorgenti mostrano un modo nel quale la frequenza di QPO, ν_{QPO} , incrementa con la luminosità della sorgente. Questa proprietà gioca un ruolo chiave nello sviluppo di un modello per i QPO. Nel modello a battimenti

(BFM), l'interazione tra il disco e la magnetosfera causa una modulazione del flusso di accrescimento alla frequenza del battimento tra la frequenza kepleriana del disco al bordo della magnetosfera $\nu_k(r_m)$ e la frequenza di spin della stella di neutroni, ν_s . In questo caso la frequenza del QPO risulta: $\nu_{QPO} = \nu_k(r_m) - \nu_s = B_{12}^{-6/7} L_{37}^{3/7} - \nu_s$ dove B_{12} è il campo di dipolo magnetico alla superficie in unità di $10^{12}G$ e L_{37} è la luminosità X in unità di $10^{37}erg \cdot s^{-1}$.

Quando i QPO si osservano a coppie, il QPO a frequenza maggiore è legato a $\nu_k(r_m)$ in modo che la differenza delle frequenze, in base al modello BFM, corrisponde alla frequenza di rotazione, ν_S , per i cosiddetti rotatori lenti (in cui $\nu_S \leq 400Hz$) ed alla metà della frequenza di rotazione, $\nu_S/2$, per i rotatori veloci (in cui $\nu_S \geq 400Hz$).

1.5 Pulsazioni coerenti in LMXB

In base alla presenza di pulsazioni coerenti, tra le LMXB possono essere individuate due ulteriori sottoclassi le cui pulsazioni sono state osservate:

- Pulsazioni coerenti persistenti durante l'outburst, *Accretion Powered*
- Pulsazioni coerenti rilevate solo durante burst di tipo I, *Nuclear Powered*

Nel primo tipo la pulsazione è visibile per tutto l'outbursts, sempre causato dall'accrescimento del flusso di materia proveniente dalla stella compagna, che è incanalato sulle linee di campo magnetico della stella di neutroni, verso i poli magnetici. Vengono così a crearsi due *hot spot* sulle calotte polari, con relativa emissione di radiazione X. A causa della rotazione della stella e della non uniformità dell'emissione sulla superficie, si osserva una modulazione periodica del flusso X di periodo pari a quello di rotazione della stella P_{spin} . Nelle pulsar X al millisecondo in accrescimento il campo magnetico è relativamente debole, così le pulsazioni sono difficili da rivelare.

Il secondo tipo riguarda, invece, una classe di pulsar X i cui impulsi X sono visibili durante oscillazioni che durano solo qualche secondo, durante i burst di tipo I, causate da esplosioni termonucleari che consumano rapidamente il materiale appena accresciuto sulla superficie della stella di neutroni (vedi sezione 1.4.2).

1.5.1 Pulsar X al millisecondo *Accretion Powered*: le sette conosciute

Nella tabella 1.3 riassumiamo le principali caratteristiche osservative delle sette millisecond X-Ray pulsar conosciute. Per ogni sorgente sono tabulati: i valori delle luminosità in *outburst* e in quiescenza espresse in *erg/s* (rispettivamente nelle colonne seconda e terza), la distanza della sorgente (quarta colonna), le coordinate galattiche (colonne quinta e sesta), il periodo orbitale espresso in *ore* (settima colonna), la frequenza di rotazione in *Hertz* (ottava colonna) e nella nona colonna la differenza $\Delta\nu_{QPO}$ tra le frequenze dei *kHz* QPO quando osservati a coppie. Si noti come il valore di tale differenza risulta uguale alla frequenza di rotazione o alla sua metà in linea con quanto predetto dal modello dei battimenti.

Sorgente	Log L_X (erg/s) Outburst	Log L_X (erg/s) Quiescenza	Dist. (kpc)	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	P_{orb} (h)	ν_{spin} (Hz)	$\Delta\nu_{QPO}$ (Hz)
0929-314	36.54	31.8	6	260.1	14.2	0.73	185	-
1807-294	37.11	31.6	8	1.9	-4.3	0.68	191	190
1814-338	35.3	-	8	358.7	-7.6	4.27	314	-
1900.1-2455	35.5	-	5	11.3	-12.9	1.39	377	-
1808.4-356	~ 36.8	31.7	2.5	355	-8	2.01	401	200
1751-305	37.3	32.3	7	359.2	-1.9	0.71	435	-
00291+5934	33.43	-	4	120.1	-3.2	2.46	599	-

Tabella 1.3: Elenco delle sette pulsar X al millisecondo conosciute.

Capitolo 2

Connessione evolutiva tra msPulsar X e Radio msPulsar

2.1 Le stelle di neutroni

Nella maggior parte della sua esistenza una stella si trova in una condizione di equilibrio garantita dal bilanciamento tra la pressione gravitazionale, che spingerebbe la materia a condensarsi in un unico punto, e la pressione verso l'esterno derivante dai processi termonucleari, che hanno luogo principalmente nelle regioni centrali.

Ad un certo punto della sua evoluzione, la stella, esaurito il suo combustibile nucleare, prosegue la sua esistenza in maniera differente a seconda della sua massa.

Massa iniziale	Prodotto finale
$< 5M_{\odot}$	Nana Bianca
$5 \div 8M_{\odot}$	Esplosione distruttiva
$8 \div 20M_{\odot}$	Stella di Neutroni
$\gtrsim 20M_{\odot}$	Buco Nero

Tabella 2.1: Evoluzione stellare

Per le stelle di massa $8M_{\odot} \lesssim M \lesssim 20M_{\odot}$, una volta che il loro nucleo risulta interamente costituito da ferro, il destino è quello di collassare visto che non esistono reazioni nucleari esotermiche aventi come combustibile il ferro e che dunque nessuna pressione può opporsi a quella gravitazionale. La pressione che si sviluppa nel collasso è in grado di comprimere gli atomi che compongono la stella fino a far interagire gli elettroni con i protoni dei nuclei, attraverso il decadimento β inverso, $p^+ + e^- \longrightarrow n + \nu_e$ dando luogo ad un oggetto interamente costituito da neutroni.

Il risultato di tale processo è la nascita di una stella di neutroni; una struttura decisamente compatta, rigida e di elevatissima densità, il cui nome è dovuto proprio alla materia di cui è costituita.

Le caratteristiche di una stella di neutroni sono dunque:

- Densità media elevata, dell'ordine di $10^{14} \div 10^{15} \text{gcm}^{-3}$
- Piccole dimensioni, con diametri tipici di 20 km.

Per avere un'idea del campo gravitazionale con cui abbiamo a che fare, consideriamo la velocità che un oggetto deve acquistare per sfuggire dalla

superficie della stella di neutroni, ovvero la velocità di fuga (nella sua approssimazione newtoniana):

$$v_{esc} = \left(\frac{2GM}{R} \right)^{\frac{1}{2}}$$

dove R rappresenta la distanza dal il centro della stella. Questa, sulla superficie terrestre vale 11 km/s, mentre per una stella di neutroni, considerando una massa di $1.4 M_{\odot}$, è dell'ordine di 10^5 km/s, cioè pari ad un terzo della velocità della luce.

2.2 Le Pulsar

Le pulsar radio sono stelle di neutroni rapidamente rotanti e dotate di intenso campo magnetico. La scoperta della prima pulsar (**pulsating radio source**) avvenne a Cambridge nel 1967 da parte di alcuni radioastronomi inglesi (Hewish et al. 1968). L'emissione di queste sorgenti è caratterizzata da impulsi che si ripetono periodicamente ad intervalli regolari, spaziatati da qualche millesimo di secondo a qualche secondo e che durano qualche per cento del periodo (*duty cycle*).

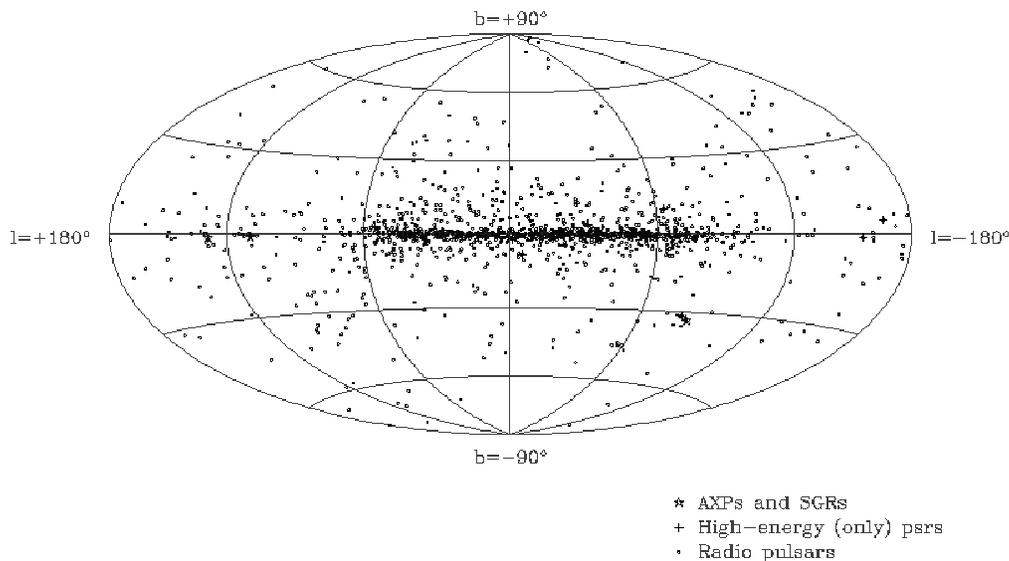


Figura 2.1: Distribuzione galattica delle pulsar

Le pulsar conosciute oggi sono più di 1500. La loro distribuzione in coordinate galattiche rivela una forte concentrazione nel piano galattico, in accordo con l'ipotesi che esse siano il prodotto finale dell'evoluzione di stelle massicce.

Il meccanismo che nelle pulsar produce particelle relativistiche e dà luogo all'emissione radio pulsata è generalmente spiegato dal modello noto come *rotatore obliquo*. Le pulsar nascono con periodi di rotazione brevi, dell'ordine di alcuni millesimi di secondo, ma rallentano rapidamente a causa dell'emissione di radiazione di dipolo magnetico. L'energetica di questo meccanismo verrà spiegata più in dettaglio in §2.4. Il segnale pulsato deriva dal fatto che l'emissione è circoscritta in due lobi conici che si dipartono dalle regioni intorno ai poli magnetici e che l'asse magnetico è inclinato rispetto a quello di rotazione (effetto faro).

Lo spettro radio delle pulsar è uno spettro di potenza (*power law*): $S = \nu^{-\alpha}$, dove S è la densità di flusso, ν è la frequenza e α l'indice spettrale, che generalmente varia nell'intervallo tra 1 e 3.

2.2.1 La forma del segnale

Gli impulsi provenienti da una pulsar, nell'attraversare il mezzo interstellare, subiscono il fenomeno della *dispersione* che fa sì che il tempo impiegato dal segnale per attraversare il mezzo interstellare sia maggiore per frequenze più basse. Di conseguenza, dato che la larghezza della banda di ricezione dei radiotelescopi non è infinitesima, gli impulsi ricevuti avranno sempre una larghezza maggiore di quella naturale. Nell'analisi dei dati occorrerà così effettuare la cosiddetta de-dispersione per contenere gli effetti di allargamento del segnale (si veda §4.3.3).

La forma dell'impulso varia notevolmente da pulsar a pulsar e si osservano variazioni significative da impulso a impulso anche per ogni singola pulsar. Queste ultime variazioni sono dovute fra l'altro a scintillazione interstellare prodotta dalle irregolarità del mezzo attraversato. Tuttavia, l'impulso medio, o integrato, ottenuto sommando in modo sincrono svariati impulsi successivi, è molto stabile. Ci sono due modelli che interpretano le varie forme del profilo: quello a *coni concentrici*, per il quale la regione emissiva sarebbe strutturata ad anelli (Rankin 1983) e quello del *cono a macchie*, secondo cui il cono sarebbe,

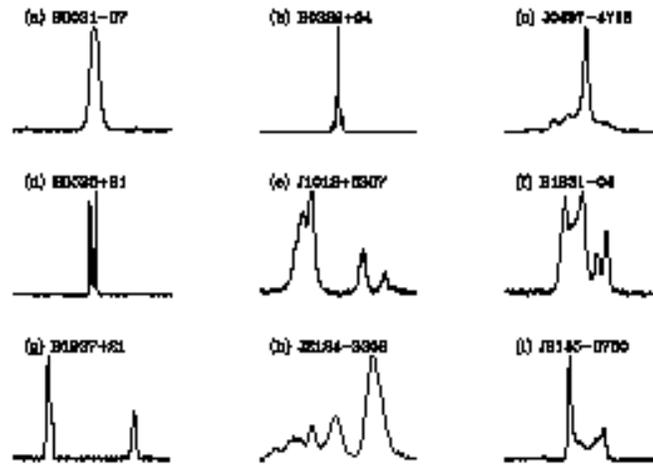


Figura 2.2: Esempi di impulsi integrati

appunto, disseminato di varie region emittenti, circondate da aree vuote (Lyne & Manchester 1988). A seconda della porzione di cono che viene intersecata dalla linea di vista e dell'angolatura il profilo può avere più picchi. In alcuni casi, si osservano due impulsi sfasati di 180° , ovvero si osserva anche il cosiddetto *interpulso*, il che significa che la geometria ci consente di osservare l'uno e l'altro polo dell'emissione.

Il fattore numerico che tiene conto della frazione di cielo spazzata dal cono di emissione è detto *beaming fraction*. Evidenze osservative suggeriscono che esso sia tanto più grande quanto minore è il periodo della pulsar (Lorimer 2001).

2.3 Variazioni secolari nel periodo delle pulsar

Il periodo delle pulsar ha in genere una stabilità elevatissima, anche di una parte in 10^{14} (quanto o meglio di un orologio atomico), il che permette di predire l'arrivo di un impulso anche a distanza di anni. Questo fa pensare che i segnali siano emessi da oggetti estremamente rigidi e dotati di elevata inerzia (come sono appunto le stelle di neutroni). Poiché però stabilità non significa costanza, misurati con precisione adeguata i periodi delle pulsar mostrano lente variazioni sistematiche, sempre positive: il moto di rotazione della pulsar rallenta. Una

delle variazioni più rapide osservate è quella della pulsar nella Crab nebula, che è di $\sim 3.6 \cdot 10^{-8} \text{sec/giorno}$.

2.4 Elettrodinamica delle pulsar

Come abbiamo già visto in precedenza, le pulsar sono stelle di neutroni rapidamente rotanti, dotate di intensissimi campi magnetici. La presenza di questi campi su un oggetto in rapida rotazione dà luogo alla produzione di intensi campi elettrici che, a causa dell'elevata conducibilità elettrica del materiale che costituisce la stella, soddisfano l'equazione:

$$\vec{E}_i + \frac{1}{c}(\vec{\omega}_{NS} \times \vec{r}) \times \vec{B}_i = 0 \quad (2.1)$$

dove E_i e B_i sono i campi elettrico e magnetico interni alla stella di neutroni, ω_{NS} è la velocità angolare e r la distanza dal centro della stella. La presenza di questo campo elettrico richiede una redistribuzione delle cariche elettriche la cui densità risulta:

$$\rho_i = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \vec{E}_i = -\frac{1}{2\pi c} \vec{\omega}_{NS} \cdot \vec{B}_i \quad (2.2)$$

Da tale equazione si nota che sulla superficie stellare si manifesta una segregazione di cariche. Ad esempio, se nella calotta polare $\vec{\omega}_{NS} \cdot \vec{B}_i > 0$ (campo magnetico e velocità angolare concordi) allora ai poli la densità di carica risulta negativa (elettroni) mentre nella zona equatoriale risulteranno le cariche ioniche positive.

Questa separazione di carica comporta la formazione di un intenso campo elettrico esterno che supera di svariati ordini di grandezza la forza di gravità ed è in grado di estrarre le cariche dalla superficie stellare, convogliandole nelle linee di forza del campo magnetico. Tali particelle cariche sono dunque costrette a *co-ruotare* rigidamente con la stella fino ad un raggio limite R_{LC} , il raggio del *Cilindro di Luce*:

$$R_{LC} = \frac{c}{\omega_{NS}} \quad (2.3)$$

Esso definisce una superficie cilindrica al di là della quale la velocità tangenziale delle linee di forza del campo (e dunque delle particelle in moto su di esse) sarebbe maggiore di c e dunque la corotazione non è più possibile. Oltre tale limite le linee di forza del campo magnetico sono necessariamente aperte. Deve esistere, quindi, un angolo critico θ_P , rispetto all'asse magnetico, che separa

quella parte di magnetosfera in cui le linee di forza sono aperte dalla cosiddetta *magnetosfera chiusa*. Una stima di θ_P si può ottenere considerando quella linea di forza che, per un rotatore allineato, spiccata dalla superficie della stella, è ancora chiusa e tangente al cilindro di luce. Dall'equazione che descrive una linea di forza: $(\sin^2 \theta)/r = \text{cost}$, si ottiene:

$$\frac{\sin^2 \theta_P}{R_{NS}} = \frac{\sin^2 (90^\circ)}{R_L}$$

da cui:

$$\sin \theta_P = \left(\frac{R_{NS}}{R_L} \right)^{1/2} = \left(\frac{R_{NS} \omega_{NS}}{c} \right)^{1/2} = \left(\frac{2\pi R_{NS}}{c P} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

Ora, poiché solo le cariche che percorrono le linee aperte del campo magnetico contribuiscono all'emissione della radiazione, si capisce che la radiazione risulta collimata entro un cono di apertura θ_P attorno ai poli magnetici (si veda la Figura 2.3).

L'emissione, dunque, essendo fortemente anisotropa, può essere percepita da un osservatore solo se questi è localizzato lungo il cono di emissione e risulta pulsata in quanto l'asse del campo magnetico non è allineato con quello di rotazione e quindi il *beam* di radiazione ruota con la stella come un *faro*.

La presenza dei forti campi elettrici di cui abbiamo discusso in precedenza porta inoltre ad una serie di fenomeni elettrodinamici che consentono di giustificare, almeno in parte, le principali caratteristiche delle pulsar:

- Il rallentamento del periodo al trascorrere del tempo ($\dot{P}_s > 0$, *spin down*)
- La possibilità di accelerare continuamente particelle ad energie relativistiche
- La produzione degli impulsi e della radiazione coerente.

Seguendo il modello del rotatore obliquo, il rallentamento del periodo di una pulsar, cui corrisponde una diminuzione dell'energia cinetica di rotazione, è giustificato dall'emissione di energia di dipolo magnetico, la cui potenza irradiata è data dalla formula di Larmor:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{dip} = -\frac{2}{3} \frac{\mu_{\perp}^2 \omega_{NS}^4}{c^3} \quad (2.5)$$

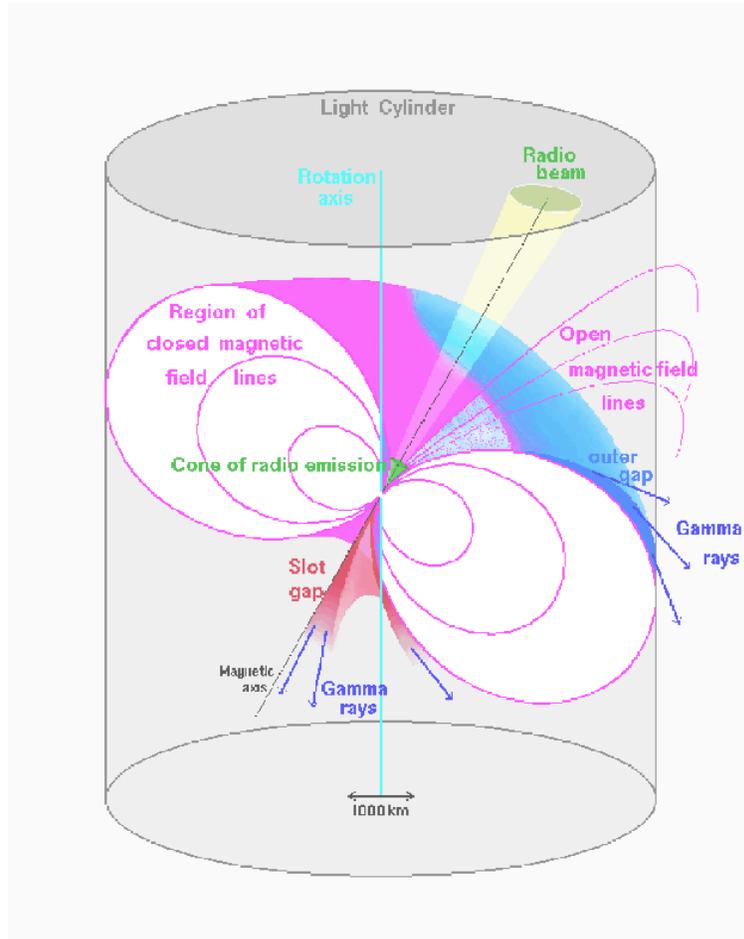


Figura 2.3: Rappresentazione della magnetosfera di una pulsar

dove $\mu_{\perp} = \mu \sin^2 \alpha$ rappresenta la componente del momento di dipolo magnetico perpendicolare all'asse di rotazione della stella. Se uguagliamo l'equazione 2.5 all'energia rotazionale persa, possiamo ricavare una relazione tra il campo magnetico B_{NS} , il periodo di rotazione P_S e la derivata del periodo \dot{P}_S . Infatti essendo:

$$\left(\frac{dE}{dt} \right)_{rot} = I \dot{\omega}_S \omega_S = I \frac{\dot{P}_S}{P_S^3} \quad (2.6)$$

e ricordando che $\mu \sim Br^3$, si ricava che:

$$B_{NS} \sin \alpha = \left(\frac{3c^3 I}{8\pi^2 R_{NS}^6} P_S \dot{P}_S \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

Adottando come valori medi per le stelle di neutroni $I_{NS} = 10^{45} \text{ gcm}^2$, $R_{NS} =$

10^6 cm , $\sin \alpha = 1$ (Goldreich & Julian 1969), si ottiene:

$$B_{NS} \simeq 3.2 \cdot 10^{19} (\dot{P}_S P_S)^{1/2} G \quad (2.8)$$

2.4.1 Età delle pulsar

Conoscendo il periodo P di una pulsar e la sua variazione nel tempo \dot{P} è possibile stimarne un'età media, come P/\dot{P} . Se si conosce la relazione fra P e \dot{P} , chiaramente la relazione è più accurata. Il modello del rotatore obliquo fornisce una relazione del tipo:

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} = aP^{-1}$$

con $a = \text{costante}$, da cui (detto τ l'età attuale della pulsar e $\tau = 0$ al tempo della sua formazione):

$$\int_{P_0}^P P dP = a \int_0^\tau dt \quad \frac{P^2}{2} - \frac{P_0^2}{2} = a\tau$$

Poiché i modelli prevedono che le pulsar nascano con un periodo piccolissimo, si può assumere che $P_0 \approx 0$, e quindi:

$$\tau \approx \frac{P^2}{2a} = \frac{P}{2\dot{P}} \quad (2.9)$$

Questa è detta *età caratteristica*.

2.4.2 Pulsar al millisecondo

La disposizione delle pulsar nel diagramma B-P (Figura 2.4) fa risaltare l'esistenza di due diverse tipologie di pulsar:

- Pulsar ordinarie, con periodi di rotazione che vanno da qualche centesimo di secondo fino a qualche secondo e campi magnetici piuttosto elevati (dell'ordine di $10^{11 \div 13} G$).
- Pulsar al millisecondo (*millisecond pulsar, MSP*), con periodi di rotazione dell'ordine del *millisecondo* e campi magnetici decisamente meno intensi ($10^{8 \div 9} G$).

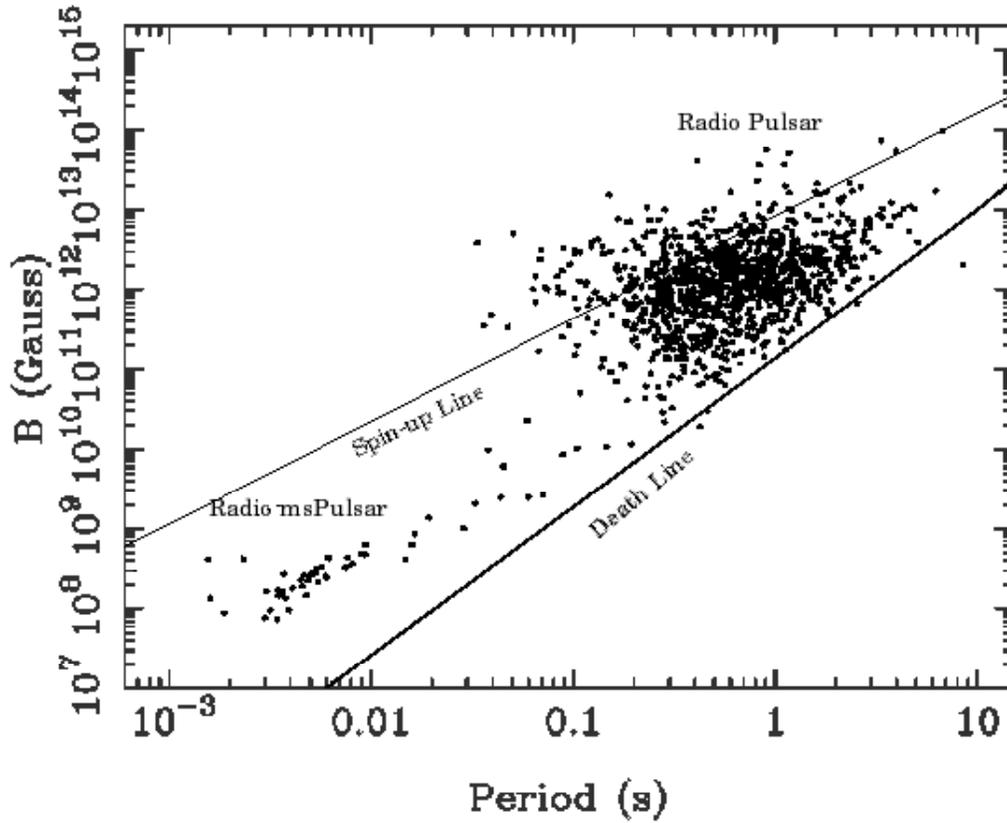


Figura 2.4: Diagramma Periodo - Campo magnetico

2.5 Evoluzione delle pulsar

Lo scenario evolutivo delle pulsar radio si discute agevolmente con l'aiuto del diagramma Periodo - Campo magnetico (fig. 2.4).

Le pulsar nascono tipicamente con periodi molto brevi e campi magnetici molto elevati, come risultato della conservazione del momento angolare e del flusso magnetico durante il collasso di una stella. Dal modello del rotatore obliquo è noto che $P\dot{P} \propto B_{NS}^2$ e che la pulsar rallenta a spese dell'energia emessa dal dipolo magnetico, quindi, mentre la pulsar invecchia il suo periodo cresce e, finché il campo magnetico rimane costante, la pulsar si muoverà in questo diagramma lungo una retta orizzontale (Fig. 2.5). Quando la pulsar si troverà ad oltrepassare la cosiddetta *linea della morte*, *death line*, (al di sotto della quale il meccanismo di emissione radio non funziona più) la pulsar smette di

funzionare come tale. Questa regione del diagramma *Periodo-Campo Magnetico* è il cosiddetto *cimitero* (*graveyard*) delle pulsar. Il tratto orizzontale di Figura 2.5 è percorso rapidamente in virtù del fatto che le pulsar nascono con campi magnetici elevati e periodi di rotazione piccoli, e dunque con elevati \dot{P} , e infatti la maggior parte delle pulsar si trova addossata alla linea della morte.

2.5.1 Connessione evolutiva tra XMSP e Radio MSP: il modello di *recycling*

Quanto discusso nel paragrafo precedente vale in generale per le pulsar isolate. Quando si ha a che fare con pulsar in sistemi binari, l'evoluzione può essere diversa.

Come abbiamo visto nel Capitolo 1, in un sistema binario è probabile che si verifichino fenomeni di accrescimento in cui una delle due stelle trasferisce materia all'altra, con la formazione di un disco di accrescimento e conseguente trasferimento di momento angolare a spese del disco.

Secondo il modello di *recycling*, in questo modo una stella di neutroni può acquistare momento angolare dal disco di accrescimento e incrementare la sua velocità di rotazione. Nel diagramma B-P, questo fenomeno corrisponde ad uno spostamento nella direzione dei periodi decrescenti. Contemporaneamente, per motivi non ancora del tutto chiari, ma probabilmente legati all'accrescimento stesso (Urpin, Geppert & Konenkov '98, Miri & Bhattacharya '94, Miri '96) i campi magnetici decadono fino a raggiungere valori dell'ordine di $10^{8\div 9} G$.

Si può stimare che per un dato campo magnetico, maggiore è il tasso di accrescimento, minore sarà il periodo di rotazione raggiungibile, cioè per ogni configurazione relativa al campo magnetico viene raggiunto un valore di equilibrio del periodo di rotazione. Dobbiamo, però considerare che esiste un limite all'accrescimento di materia, il limite di Eddington (vedi sez. 1.1.2), di conseguenza esiste anche un limite al periodo raggiungibile, che, una volta assunto accrescimento al limite di Eddington, è fissato esclusivamente dal campo magnetico. Ci aspettiamo quindi di trovare queste stelle di neutroni tutte vicine al periodo limite, cioè vicino alla retta detta *linea di accelerazione* (*spin-up line*), di equazione $P \propto B^{6/7} \dot{M}^{-3/7}$.

Raggiunto il periodo di equilibrio la stella di neutroni continuerà a scendere lungo la linea di *spin-up*, cioè il suo periodo continuerà a diminuire a causa del

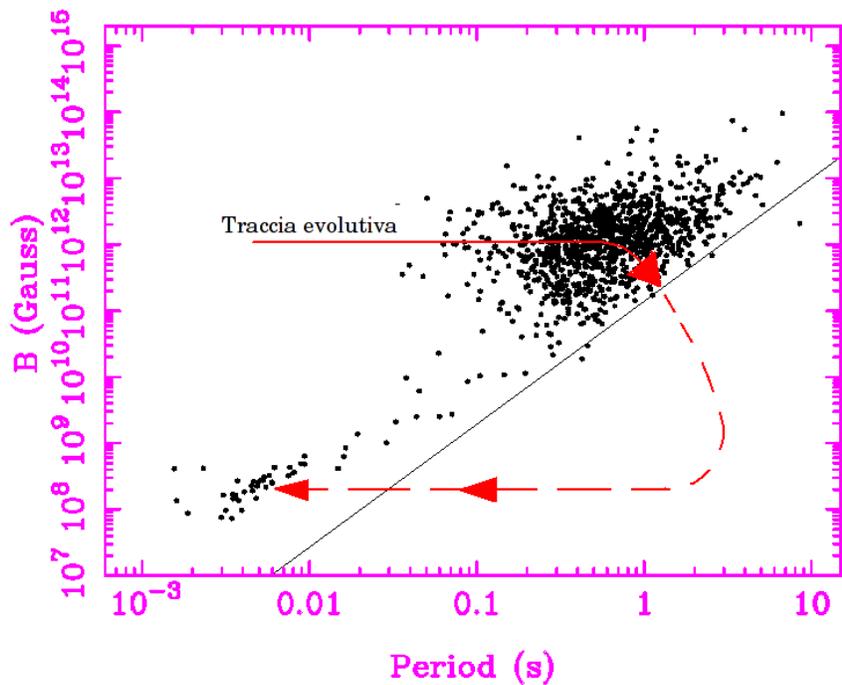


Figura 2.5: Evoluzione di un sistema binario leggero fino alla formazione di pulsar al millisecondo

lento decadere del campo magnetico fino a valori di $10^8 - 10^9 G$, a meno che la fase di trasferimento di massa non si arresti. Quando questo succede, la stella di neutroni, che nel frattempo ha risuperato la linea della morte, comincerà a comportarsi nuovamente come pulsar, il suo periodo ricomincerà a crescere ed essa si staccherà dalla linea di spin-up.

Chiaramente, poiché per sistemi di piccola massa la fase di trasferimento di massa risulta relativamente lunga ($\sim 10^7 \div 10^8$ anni), il periodo di rotazione diminuisce notevolmente fino a raggiungere valori dell'ordine del *millisecondo*. Al termine dell'accrescimento, la stella di neutroni nel diagramma B-P si trova nell'“isola” in basso a destra, costituita appunto dalle *millisecond radio pulsar*.

2.5.2 Pulsar X in quiescenza

Le pulsar radio che hanno effettuato il tipo di evoluzione descritto nel paragrafo precedente, rioltrepassando la *death line*, sono dette *riciclate* e, in base al

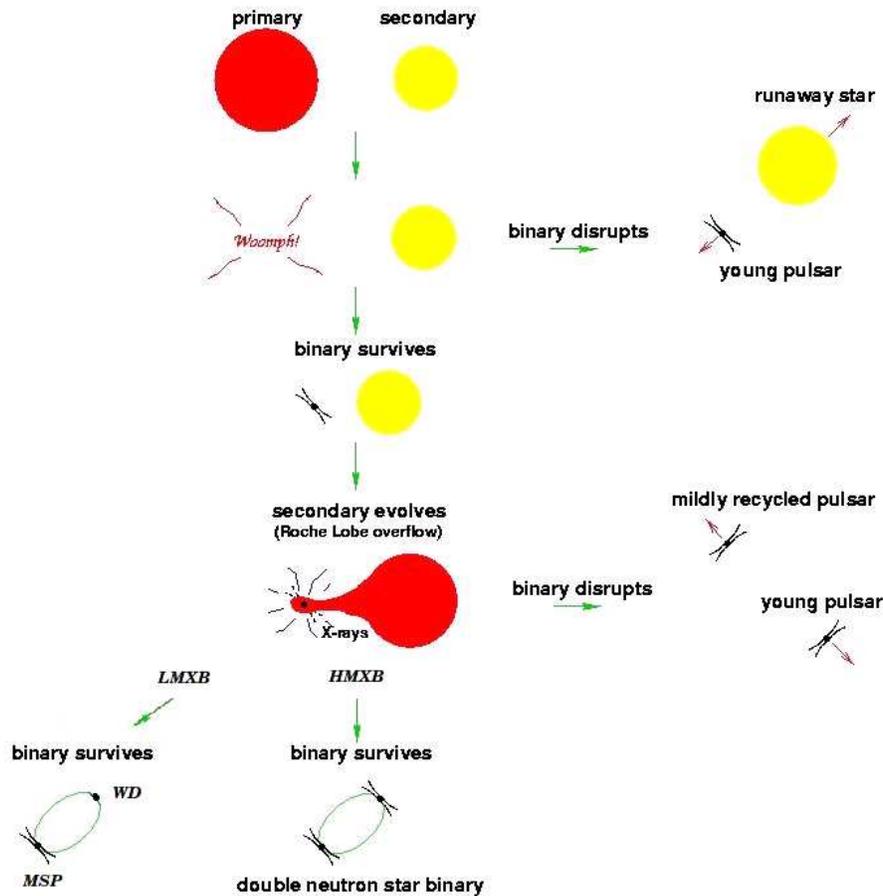


Figura 2.6: Possibili scenari evolutivi per un sistema binario. Nella fase finale, nel caso delle HMXB, un possibile scenario finale è quello che possiede un sistema binario con due stelle di neutroni, nel caso delle LMXB si ha un sistema binario con una millisecond pulsar (MSP) e una nana bianca (WD).

modello di *recycling*, le progenitrici di tali sistemi si ritiene siano le LMXB. Come abbiamo visto nella sezione 1.4 le LMXB sono sistemi binari in cui l'accrescimento avviene esclusivamente via lobo di Roche ed in questa fase essi sono sorgenti di raggi X. Ci sono delle ragioni per cui si può presumere che in questa stessa fase evolutiva possano anche emettere ad intermittenza come radiopulsar. Perché ciò avvenga è necessario prima di tutto che la stella sia stata riaccelerata abbastanza per trovarsi a sinistra della linea della morte e, in secondo luogo, che il cilindro di luce della pulsar sia privo di plasma proveniente

dalla compagna, cioè deve verificarsi la condizione:

$$R_M \geq R_{LC} \quad (2.10)$$

Nelle sorgenti brillanti e stazionarie questa condizione non è mai soddisfatta poiché il disco di accrescimento tronca la magnetosfera a raggi minori di R_{LC} ; è invece ad intermittenza verificata nei sistemi *transienti* (vedi sezione 1.4).

In questo tipo di sistemi ha luogo un'alternanza di periodi di emissione X (*outburst*) e periodi di quiescenza nei quali l'accrescimento è inibito. Quest'ultimo stato ha inizio quando, a causa della diminuzione del tasso di massa trasferito, si ha una conseguente espansione del raggio magnetosferico R_M e la velocità delle linee del campo magnetico ad R_M risulta maggiore di quella kepleriana, quindi la forza centrifuga da esse esercitata accelera la materia in orbita espellendola dal sistema, questa è la cosiddetta fase di *propeller*. In questa fase si ha una netta diminuzione della luminosità di accrescimento (Burderi et al. 2001) e si osservano drastiche variazioni nei profili spettrale e temporale dell'emissione X (Gilfanov et al 1998). La stella di neutroni trasferisce momento angolare al plasma circostante ed il suo periodo di rotazione aumenta. In seguito ad un'ulteriore diminuzione del tasso di accrescimento inizia il periodo di quiescenza. Durante tale periodo si ha che il raggio magnetosferico diventa maggiore di quello del cilindro di luce, rendendo così possibile l'accensione del meccanismo di emissione radio.

La fase di quiescenza ha fine quando il tasso di accrescimento aumenta mentre la materia penetra all'interno del cilindro di luce e successivamente R_M decresce al di sotto di R_{CO} . A questo punto la barriera centrifuga si apre e può iniziare una nuova fase di accrescimento della materia proveniente dalla compagna e quindi un nuovo outburst in banda X. La stella di neutroni acquista quindi momento angolare da tale materia e il periodo di rotazione diminuisce progressivamente.

È bene ribadire che perché un nuovo outburst abbia inizio è necessario che il tasso di accrescimento incrementi di diversi ordini di grandezza in modo da vincere l'eventuale pressione dell'emissione di dipolo magnetico e successivamente la barriera centrifuga.

2.6 *Recycling*: un modello in attesa di una conferma osservativa, scopo della tesi

Sulla base di quanto descritto in §2.5, le LMXB transienti in fase di quiescenza, che ospitano una stella di neutroni, dovrebbero presentare emissione radio pulsata. Per garantirne l'osservabilità occorre, tuttavia, che la linea di vista dell'osservatore intersechi il fascio radio e che l'assorbimento della materia circumstellare, non più accresciuta sulla stella di neutroni ma pur sempre presente, sia minimo. A causa, presumibilmente, di questi motivi, fino ad oggi tale emissione radio è sempre sfuggita alle indagini effettuate (ad esempio si veda Kulkarni et al. '92, Biggs & Lyne '96, Burgay et al. 2003). La sua osservazione sarebbe, infatti, fondamentale per comprovare direttamente il modello di *recycling*. Con questo scopo si è dunque attuata una strategia di ricerca indagando su diverse X-Ray millisecond pulsar in quiescenza. Lo scopo di questo lavoro di tesi è appunto quello di ricercare il segnale radio dalla pulsar X al millisecondo XTE J0929-314 in fase di quiescenza.

Le osservazioni eseguite sinora su numerose LMXB sono state realizzate ad una frequenza massima di 1.4 GHz , dal momento che tutte hanno riportato esito negativo, si è pensato di effettuare tali osservazioni a una frequenza più elevata. Infatti, poiché anche in fase di quiescenza è possibile la presenza intorno al sistema di materia espulsa dalla stella compagna, tanto più densa quanto più è stretto il sistema binario, l'assorbimento di *free-free* può impedire la rivelazione del segnale. D'altro canto, poiché $\tau_{ff} \propto \nu^{-2}$, a frequenze maggiori l'assorbimento di *free-free* è meno drastico. Per tale motivazione le osservazioni studiate in questa tesi sono state effettuate alle frequenze di 6.6 GHz e 8.5 GHz .

Capitolo 3

La pulsar X al millisecondo XTE J0929-314

In questo capitolo verrà trattata la descrizione delle principali caratteristiche osservative della pulsar X al millisecondo XTE J0929-314, studiata in questo lavoro di tesi.

3.1 La scoperta e i parametri iniziali del sistema

XTE J0929-314 è una delle più deboli pulsar X al millisecondo tra quelle conosciute e la sua rivelazione è stata possibile solo grazie alla sua elevata distanza angolare dal centro galattico. La sua scoperta risale al 30 Aprile 2002 (Galloway et al. 2002) ed è stata fatta ad opera dell’All Sky Monitor del satellite RXTE (si veda l’Appendice D). In Figura 3.1 sono mostrati il flusso X ed i profili temporali pulsati rivelati durante il periodo di osservazione relativo ai primi giorni della scoperta.

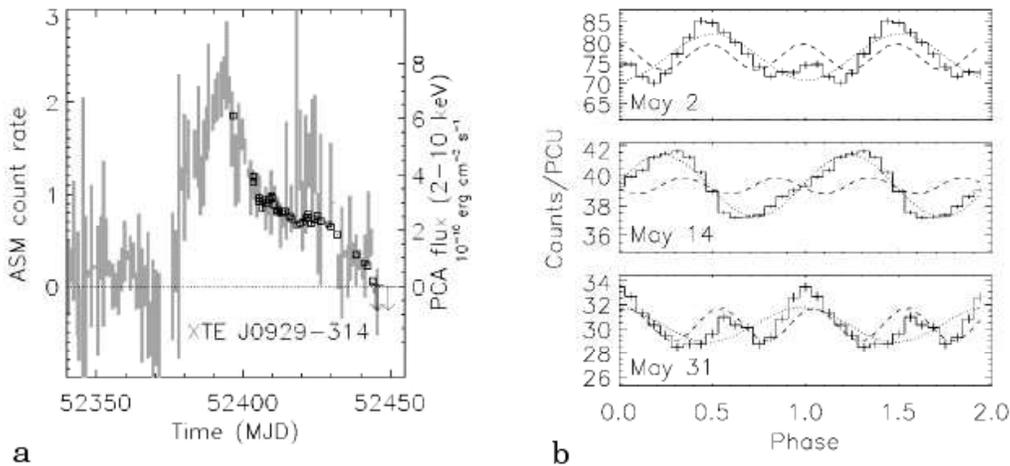


Figura 3.1: a) Flusso X di XTE J0929-314 nella banda 2 – 10 keV durante l’*outburst* del 2002. In ordinata, nell’asse di sinistra sono misurati i conteggi del ASM (in grigio nel grafico), mentre nell’asse di destra è visualizzato il flusso integrato misurato dal PCA (punti identificati con i quadrati vuoti); b) Profili pulsati misurati nei giorni 2, 14 e 31 del Maggio del 2002 (nei grafici, rappresentati dalle linee continue). Sono inoltre rappresentate la prima (linea a puntini) e la seconda (linea tratteggiata) armonica di Fourier.

Dall’andamento temporale del flusso X si può notare che la sorgente

raggiunge un picco (a $\approx 31mcrab^1$) nel MJD² 52394 e in seguito si osserva una graduale diminuzione fino a un valore di $\sim 10 mcrab$.

Nei dati ricavati in tale osservazione è facilmente riconoscibile una pulsazione, di frequenza $\approx 185Hz$, modulata dall'effetto Doppler dovuto alla rotazione orbitale attorno alla stella compagna; si può dunque dedurre di avere a che fare con un sistema binario di periodo orbitale pari a $43.6 min$.

Attraverso l'applicazione della teoria sull'accrescimento (Psaltis & Chakrabarty 1999), poiché deve sussistere che, per avere le pulsazioni, in fase di accrescimento il raggio magnetosferico R_M deve trovarsi al di fuori della stella di neutroni e deve al contempo essere minore del raggio di corotazione (si veda §1.3), si può desumere, per XTE J0929-314, un campo magnetico piuttosto debole, dell'ordine di $\sim 10^9 G$: questo è consistente con la teoria di *recycling* della stella di neutroni, il cui campo magnetico decade nel tempo durante il trasferimento di massa dalla compagna.

È noto che l'emissione di onde gravitazionali da un sistema binario in accrescimento provoca il restringimento dell'orbita del sistema stesso e dunque il restringimento dei lobi di Roche. Stimando la variazione delle dimensioni dell'orbita nell'unità di tempo, si può determinare il tasso di accrescimento provocato da tale fenomeno. Per un sistema binario il cui periodo orbitale è $43.6min$, tale tasso risulta (Galloway et al. 2002):

$$\dot{M}_{GW} = 5.5 \times 10^{-12} \left(\frac{M_X}{1.4M_\odot} \right)^{2/3} \left(\frac{M_c}{0.01M_\odot} \right)^2 M_\odot yr^{-1} \quad (3.1)$$

dove M_X e M_c sono rispettivamente le masse della stella di neutroni e della compagna. Da questo valore, mediante l'equazione 1.2, assumendo che un tasso effettivo di accrescimento sia non inferiore a quello determinato dall'emissione di onde gravitazionali, si può stimare il limite inferiore per la luminosità e dunque attraverso il valore del flusso misurato risalire al limite inferiore per la distanza. Seguendo tale ragionamento si stima un valore minimo della distanza pari a $\sim 6 kpc$.

I parametri ricavati da tali osservazioni sono elencati in Tabella 3.1 e come si può notare si osserva una derivata negativa della frequenza di rotazione

¹L'unità di flusso *crab* è data dal flusso misurato, a $2 - 10 keV$, (in questo caso dal satellite RXTE) relativo alla pulsar nella Crab nebula e vale in unità cgs $2.4 \times 10^{-8} ergs^{-1} cm^{-2}$.

²Per la definizione di MJD (Modified Julian Day) si veda in §3.5

Parametro	Valore
Periodo orbitale, P_{orb} (s)	2614.746(3)
Semiassse maggiore proiettato, $a \sin i$ (lt - ms)	6.290(9)
Eccentricità, e	< 0.007
Frequenza di rotazione, ν_S (Hz)	185.105254297(9)
Derivata della frequenza di rotazione, $\dot{\nu}_S$ (Hz · s ⁻¹)	-9.2(4) × 10 ⁻¹⁴
Tempo di passaggio al nodo ascendente, T_0 (MJD)	52405.48677(1)

Tabella 3.1: Parametri orbitali e rotazionali per XTE J0929-314. I numeri tra parentesi rappresentano l'errore a 1 σ sull'ultima cifra decimale.

(*spin down*). In realtà in base al modello più comunemente accettato per l'accrescimento delle stelle di neutroni in sistemi binari (come visto nella sezione 1.3), si prevede che una pulsar in accrescimento acquisti momento angolare dal disco e la frequenza di rotazione subisca una variazione positiva. Il fatto che in tale caso si osservi una variazione negativa, può essere attribuito ad una varietà di meccanismi che operano nel sistema, tra i quali accoppiamento disco-magnetosfera, espulsione di un vento di particelle oppure emissione di radiazione gravitazionale.

Tramite la funzione di massa (Eq. 1.26), sostituendo i valori dei parametri in Tabella 3.1 e per $i = 90^\circ$ (con i angolo di inclinazione del piano dell'orbita rispetto alla linea di vista) e supponendo $M_X = 1.4M_\odot$, si desume un limite inferiore alla massa della compagna pari a $M_{c,min} \approx 0.008M_\odot$ e anche un limite superiore di $M_{c,max} \approx 0.03M_\odot$ supponendo $M_X = 2M_\odot$. La relazione massa-raggio per una stella donatrice che riempie il proprio lobo di Roche in una binaria di $P_{orb} = 43.6 \text{ min}$ è $R_c = 0.04(\frac{M_c}{0.01M_\odot})^{1/3}R_\odot$, mettendo a confronto tale funzione con la relazione massa-raggio per stelle di piccola massa ricche di idrogeno, come le nane brune, per nane bianche di elio degenere e per nane bianche di carbonio degnere, risulta un'intersezione con la funzione relativa alla nana bianca di elio degenere. Si presuppone inoltre che essa contenga piccole quantità di idrogeno tali da giustificare la presenza nello spettro ottico della riga di emissione H_α $\lambda 6563$.

3.2 XTE J0929-314 in *outburst*

Dalla sua scoperta sino ad oggi è stato osservato un unico *outburst*, nel Maggio del 2002. Durante tale evento la luminosità X ha raggiunto un valore pari a $L_X = 3.45 \times 10^{36} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ (per una distanza $d = 6 \text{ kpc}$) e non sono stati osservati *burst* termonucleari di alcun tipo. È stata osservata una QPO a $\sim 1 \text{ Hz}$ (FWHM = 0.21 Hz), con $\approx 5\%$ di ampiezza quadratica media, durante l'osservazione dell'*outburst*.

3.2.1 Lo spettro in *outburst*

Lo spettro di XTE J0929-314 in *outburst* è stato analizzato da Juett et al. (2003), attraverso i dati forniti dalle osservazioni dei satelliti RXTE e Chandra (queste ultime effettuate a partire dal 15 Maggio 2002).

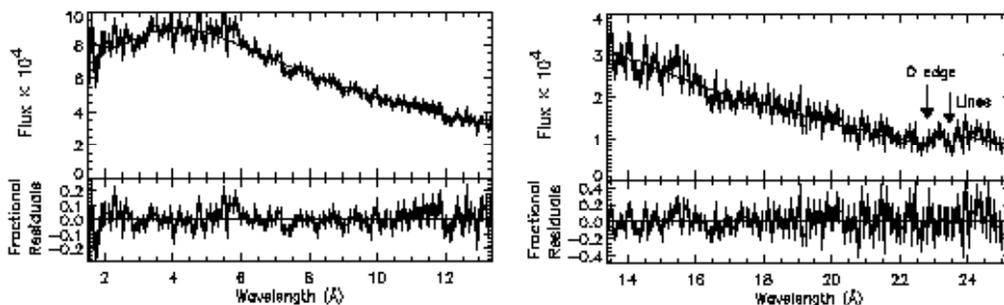


Figura 3.2: Flusso della pulsar X al millisecondo J0929-314 nell'intervallo di lunghezze d'onda compreso tra 1.5 \AA e 24.5 \AA

In Figura 3.2 si può osservare lo spettro per un intervallo di valori di lunghezze d'onda compreso tra 1.5 \AA e 24.5 \AA . Esso è ben descritto da un modello di “legge di potenza + corpo nero”, con assorbimento interstellare consistente con $N_H = 7.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, la densità di colonna prevista per la linea di vista della sorgente.

Dalla mancanza delle eclissi nei dati in banda X e da ulteriori analisi, si può stabilire un limite superiore nell'inclinazione della binaria pari a $i \approx 65^\circ$, per una compagna che riempie il proprio lobo di Roche.

La componente spettrale di corpo nero è in genere attribuita alla stella di neutroni, possibilmente a un *hot spot* sulla superficie della stella, dovuto al

materiale in caduta dal disco. Dall'analisi effettuata si ricava un valore per il raggio di corpo nero compreso nell'intervallo $R_{BB} = (2.7 \div 7.7) \text{ km}$, i cui estremi sono rispettivamente per i limiti inferiore, 5 kpc , e superiore, 10 kpc , della distanza.

Per la componente spettrale a legge di potenza si ricavano due indici fotonici differenti a seconda che si usino i dati forniti da Chandra, $\Gamma = 1.55 \div 1.62$, o quelli forniti da RXTE, $\Gamma = 1.76 \pm 0.03$. Questa incongruenza è probabilmente causata da una variazione spettrale alle basse energie.

3.3 XTE J0929-314 in quiescenza

XTE J0929-314 è stata osservata durante il suo periodo di quiescenza a partire dal 18 Marzo 2004, con il satellite Chandra per le osservazioni in banda X (Wijnands et al. 2005). La durata delle osservazioni è di $2.5 \times 10^4 \text{ s}$ ed in questo periodo di tempo sono stati rivelati 22 fotoni nell'intervallo di energie compreso tra 0.3 e 5 keV . In Figura 3.3 è mostrata l'energia dei fotoni rivelati rispetto al tempo d'arrivo. Diversi test statistici effettuati sui dati hanno rivelato che è presente una variabilità nel flusso relativamente a fotoni ad alte energie.

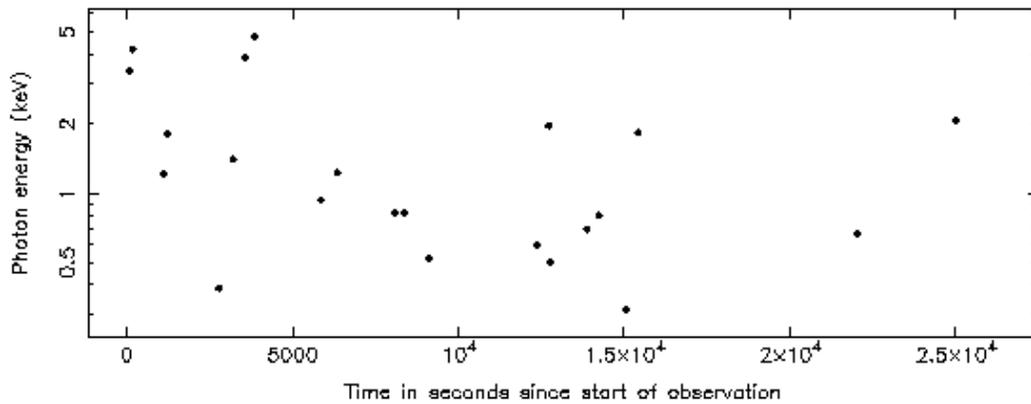


Figura 3.3: Energia dei fotoni rispetto al tempo di rivelazione per la pulsar XTE J0929-314 in quiescenza.

Lo spettro ricavato dai dati a disposizione risulta ben interpolato da un modello di legge di potenza (il fit è mostrato in Figura 3.4), che fornisce un indice fotonico $\Gamma = 0.8_{-0.5}^{+0.6}$, una densità di colonna pari a $N_H \leq 6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ed un flusso (nell'intervallo $0.5 \div 10 \text{ keV}$) $F = 6_{-2}^{+4} \times 10^{-15} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, da

cui si ricava una luminosità X non assorbita pari a $L_X = 2.5_{-2}^{+5} \times 10^{31} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, per $d = 6 \text{ kpc}$.

La componente di legge di potenza domina lo spettro X e la componente termica risulta pressoché assente, al contrario di ciò che si manifesta durante gli stati di quiescenza di altri transienti X conosciuti. Questo fa di XTE J0929-314 un oggetto assai simile a SAX J1808.4-3658, la prima X-Ray Transient millisecond pulsar scoperta, ma leggermente più debole e con uno spettro più “duro” (ossia con indice spettrale più piatto, che si estende fino ad energie più alte).

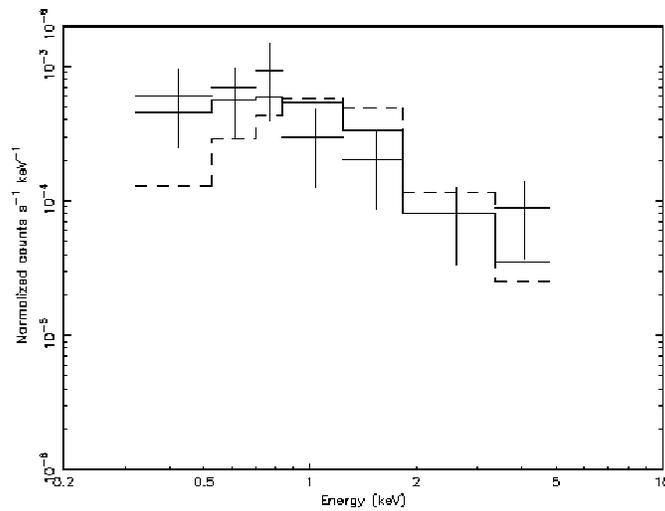


Figura 3.4: Fit dei dati relativi alle osservazioni di XTE J0929-314 in quiescenza con un modello a legge di potenza

3.4 La controparte ottica e radio

In molte LMXB il flusso X riprocessato in banda ottica domina l’emissione ottica di tutto il sistema, in particolar modo nella fase di *outburst*. Quando il sistema è in quiescenza, la compagna della pulsar X risulta invece in genere visibile solo a flussi veramente bassi.

L’emissione Radio e IR nelle LMXB è invece notevolmente influenzata dall’emissione di sincrotrone dovuta alla materia che fluisce via dal sistema tramite *jets* bipolari. In alcuni casi tale emissione può estendersi alle regioni ottiche dello spettro elettromagnetico.

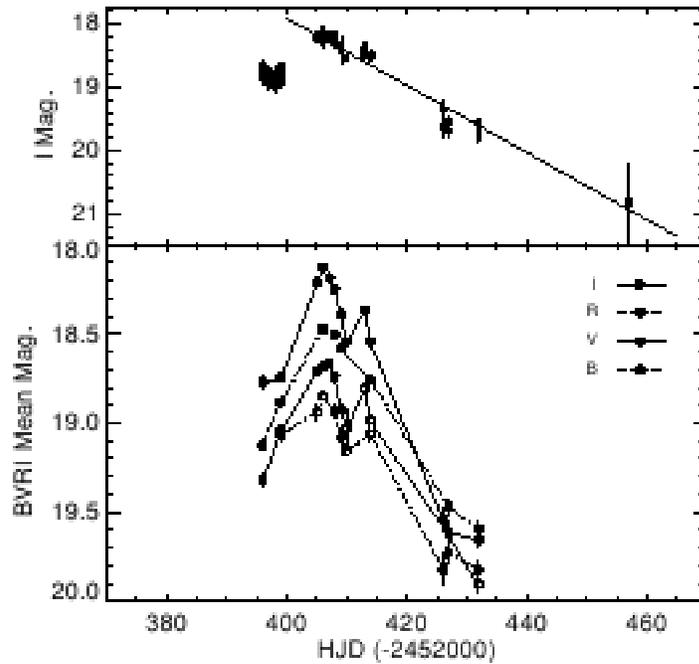


Figura 3.5: Curve di luce ottiche per XTE J0929-314 relative solo alla banda I (sopra) e alle bande BVRI (sotto).

Le misurazioni in banda ottica di XTE J0929-314 (Giles et al. 2005) sono state effettuate per le magnitudini BVRI durante un periodo di 9 settimane seguenti alla sua scoperta. Le curve di luce sono mostrate in Figura 3.5.

Lo spettro ottico nelle bande BVRI ha approssimativamente una distribuzione di legge di potenza, come ci si aspetta per l'emissione da un disco di accrescimento otticamente spesso, ma con un eccesso nelle bande R e I, non del tutto comprensibile. L'eccesso in banda R può essere dovuto all'emissione di sincrotrone accennata in precedenza ed inoltre all'emissione della riga H_α della serie di Balmer; per l'eccesso in banda I è necessaria un'altra spiegazione, si suggerisce emissione da materia fredda dalla parte esterna del disco in seguito a un transitorio episodio di trasferimento di massa dalla compagna.

In Figura 3.6 sono mostrati gli indici di colore medi B-V (sopra) e V-I (sotto) contro il tempo. L'andamento generale è quello per cui lo spettro tende a diventare più caldo (più blu) nelle prime 5 settimane dell'osservazione. Assumendo che una notevole frazione della luce emessa provenga dal disco di accrescimento, quanto appena detto suggerisce che la temperatura del disco

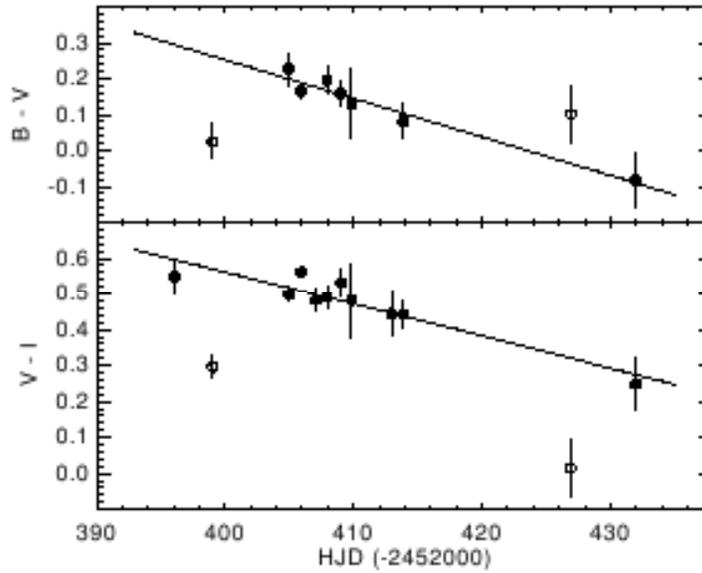


Figura 3.6: Dipendenza temporale degli indici di colore B-V e V-I. Entrambi i dataset sono mostrati con un fit lineare da cui sono stati esclusi i valori relativi a HJD 399 e 427.

aumenti mentre la materia in accrescimento si diffonde in esso.

Si registra inoltre un breve decadimento nei colori B-V e V-I (incremento nella temperatura di colore) nei primi giorni dell'osservazione, che si rispecchia in Figura 3.5, dove si nota che il flusso in banda I decresce leggermente, mentre i flussi nelle altre bande incrementano.

Grazie ad una buona qualità dell'immagine in banda I risalente al giorno 2 Maggio, si è potuto derivare il miglior valore della posizione di XTE J0929-314, che risulta: R.A. $9h\ 29m\ 20s.19$ Dec. $-31^{\circ}23'3''.2$, con un errore di $\pm 0''.1$. Tale posizione risulta distante di $\sim 1''.25$ dalla posizione determinata dai dati in X e $\sim 0''.2$ dalla controparte radio.

Rupen et al. (2002) hanno, infatti, verificato l'esistenza di una controparte radio. Sono state effettuate osservazioni con il Very Large Array (VLA) a 4.86 GHz, che mostrano una sorgente con una densità di flusso pari a $0.31 \pm 0.07\ mJy$, il 3 Maggio, e $0.36 \pm 0.05\ mJy$, il 7 Maggio 2002 (in *outburst*).

3.5 Il timing

I parametri di XTE J0929-314 utilizzati in questo lavoro di tesi (Capitoli 4 e 5) sono stati ottenuti recentemente da Riggio et al. (in preparation), attraverso una rielaborazione dei dati relativi alla scoperta.

La procedura con cui vengono elaborati i dati relativi all'osservazione di una pulsar, per estrapolare i parametri principali, è detta *timing*. Abitualmente si cominciano a fare misure di *timing* appena dopo la scoperta di una pulsar.

La procedura di *timing*

Il *timing* è sostanzialmente lo studio dei tempi di arrivo (TOA, Time Of Arrival) degli impulsi, dove con TOA si intende la somma del tempo dell'inizio dell'osservazione e del tempo corrispondente alla differenza di fase tra la fase "zero" di un profilo di riferimento e la fase a cui si staglia il picco dell'impulso da misurare. L'unità di misura utilizzata è l'MJD (Modified Julian Day), o giorno giuliano modificato, che corrisponde ad un conteggio dei giorni che parte dal mezzogiorno del 17 Novembre 1858. I tempi di arrivo degli impulsi vengono inseriti in un modello di timing che li baricentrizza (riportandoli cioè al baricentro del sistema solare) e tiene conto di tutti gli effetti che possono influenzarli, come la dispersione (si veda il §4.1.1), il moto della sorgente rispetto all'osservatore, la posizione dell'oggetto, il suo regime di rotazione e la sua orbita.

Per un assegnato set di parametri, il modello di *timing* è, così, in grado di predire i tempi d'arrivo del segnale pulsato. Dall'andamento delle differenze, dette *residui*, tra tempi predetti e tempi d'arrivo osservati, è possibile correggere i parametri del modello secondo una procedura iterativa detta *best fit*, che non sarà trattata in questa sede in quanto non è oggetto di studio di questo lavoro.

Il *timing* di XTE J0929-314

Attraverso la rielaborazione dei dati relativi alla scoperta di XTE J0929-314, sono stati migliorati (Riggio et al. in prep.) i valori ricavati inizialmente da Galloway (2002).

In Tabella 3.2 è visualizzato un confronto fra il *timing* effettuato da Galloway et al. nel 2002 e quello del 2006 di Riggio et al.. Si può notare che

Parametro	Galloway 2002	Riggio in prep.
Periodo orbitale, P_{orb} (s)	2614.746(3)	2614.748(3)
Semiassse maggiore proiettato, $a \sin i$ ($lt - ms$)	6.290(9)	5.988(10)
Eccentricità, e	< 0.007	< 0.007
Frequenza di rotazione, ν_S (Hz)	185.105254297(9)	185.105254486(14)
Tempo di passaggio al nodo ascendente, T_0 (MJD)	52405.48677(1)	52405.48676(1)
Derivata della frequenza di rotazione, $\dot{\nu}_S$ ($Hz \cdot s^{-1}$)	$-9.2(4) \times 10^{-14}$	-5.6×10^{-14}

Tabella 3.2: Parametri orbitali e rotazionali per la X-Ray MSP binaria J0929-314 ricavati dalle osservazioni in banda X del maggio 2002. Confronto tra i due *timing*. I numeri tra parentesi rappresentano l'errore a 1σ sulle ultime cifre decimali

esistono notevoli differenze tra i valori dei due set di parametri. La discordanza maggiore si osserva per il valore della derivata della frequenza di rotazione. Per calcolare il nuovo valore Riggio et al. hanno fittato i valori dei tempi d'arrivo con la formula:

$$\Delta T(t) = T_0 - P_S \Delta \nu \cdot t - P_S \frac{\dot{\nu}}{2} t^2 \quad (3.2)$$

attraverso la quale si ricava una correzione differenziale alla frequenza di rotazione. Con questo nuovo valore si sono foldati (ossia sommati in fase) i dati per ricavare i nuovi tempi d'arrivo da fittare nuovamente con la formula 3.2. Mediante questa procedura iterativa si è giunti al valore tabulato, incompatibile con quello ricavato nel 2002.

Capitolo 4

La strategia di ricerca di un segnale Radio pulsato

4.1 Sensibilità di un apparato osservativo ed effetti del mezzo interstellare sul segnale di una radio pulsar

La minima densità di flusso rilevabile da un radiotelescopio, per una pulsar di periodo P , è data dall'equazione:

$$S_{min} = n\sigma \frac{T_{sys} + T_{sky}}{G\sqrt{N_p\Delta t\Delta\nu_{MHz}}} \sqrt{\frac{W_e}{P - W_e}} \times \varepsilon \quad mJy \quad (4.1)$$

dove $n\sigma$ è il minimo rapporto segnale/rumore per cui viene effettuata la ricerca, T_{sys} è la temperatura di rumore del sistema, T_{sky} è la temperatura di fondo cielo (entrambe in K), G il guadagno dell'antenna in K/Jy , N_p il numero di polarizzazioni, Δt il tempo di integrazione in secondi, $\varepsilon \sim 1.5$ un fattore che tiene conto di perdite dovute al digitizzatore del segnale e W_e la larghezza effettiva, anch'essa in secondi, dell'impulso, che dipende dalla larghezza intrinseca, dalla risoluzione temporale dello strumento e dal deterioramento che l'impulso subisce nell'attraversare il mezzo interstellare a causa dei fenomeni di dispersione e diffusione.

4.1.1 Dispersione

Il segnale proveniente da una pulsar, per arrivare sino a noi, attraversa un mezzo ionizzato. La sua velocità di gruppo risulta:

$$v_g = c\sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2} \quad (4.2)$$

dove c è la velocità della luce, il termine sotto radice rappresenta l'indice di rifrazione del mezzo e ν_p è la frequenza di plasma (frequenza al di sotto della quale un segnale viene totalmente assorbito dal mezzo), data da:

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} \sim 10 \quad kHz \quad (4.3)$$

con e , n_e e m_e rispettivamente la carica, la densità numerica e la massa degli elettroni e i valori assunti quelli tipici del mezzo interstellare ($n_e = 1e^- \text{ cm}^{-3}$). Per frequenze molto maggiori di quella di plasma, possiamo riscrivere la 4.2 come segue:

$$v_g = c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right] \quad (4.4)$$

Il tempo che un segnale, emesso a una frequenza ν , impiega a raggiungere un osservatore posto ad una distanza d sarà allora pari a:

$$t = \int_0^d \frac{dl}{v_g} \approx \int_0^d \frac{1}{c} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right] dl = \frac{d}{c} + \frac{1}{2} \frac{e^2}{\pi m_e c} \frac{1}{\nu^2} DM \quad (4.5)$$

dove $DM = \int_0^d n_e dl$ è detto *Misura di Dispersione* e, sostanzialmente, rappresenta la densità di colonna di elettroni liberi in direzione della pulsar posta a distanza d . Poiché le osservazioni radioastronomiche sono effettuate in banda larga, la dipendenza del tempo di arrivo da ν produce un allargamento del profilo temporale dell'impulso Δt_{DM} :

$$\Delta t_{DM} = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \left(\frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) DM \approx 8.3 \cdot 10^3 \frac{\Delta \nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} DM \quad s \quad (4.6)$$

dove DM è espressa in $cm^{-3} \cdot pc$, ν_{MHz} è la frequenza centrale della banda passante e $\Delta \nu_{MHz} = \nu_2 - \nu_1$ la larghezza di banda (essendo ν_1 e ν_2 le frequenze minima e massima della banda di osservazione) espressa in MHz.

Ovviare alla dispersione

Per minimizzare il deterioramento che il segnale subisce a causa di questo fenomeno, è allora necessario dividere la banda passante del ricevitore in molteplici canali di larghezza $\delta\nu$ in ognuno dei quali l'effetto della dispersione risulterà ridotto.

Dall'equazione 4.6 si osserva che nei canali con frequenza centrale minore il segnale subisce un ritardo maggiore, creando così la “deriva” dell'impulso mostrata in Figura 4.1.

Attraverso la conoscenza del valore di DM , si può compensare questa deriva. In tal modo l'integrazione del segnale su tutta la banda viene effettuata lungo la linea che unisce i picchi degli impulsi nei diversi canali permettendo di far emergere il segnale pulsato dal rumore di fondo; il processo che effettua tale operazione è denominato *dedispersione*.

Notiamo che dal valore della misura di dispersione di una pulsar si ricavano informazioni sulla densità di elettroni nel mezzo interstellare lungo la linea di vista, se la distanza della pulsar è nota, oppure, applicando un modello della distribuzione di elettroni liberi nel mezzo (Taylor & Cordes 1993, Cordes & Lazio 2002), si ricava una stima sulla distanza della sorgente.

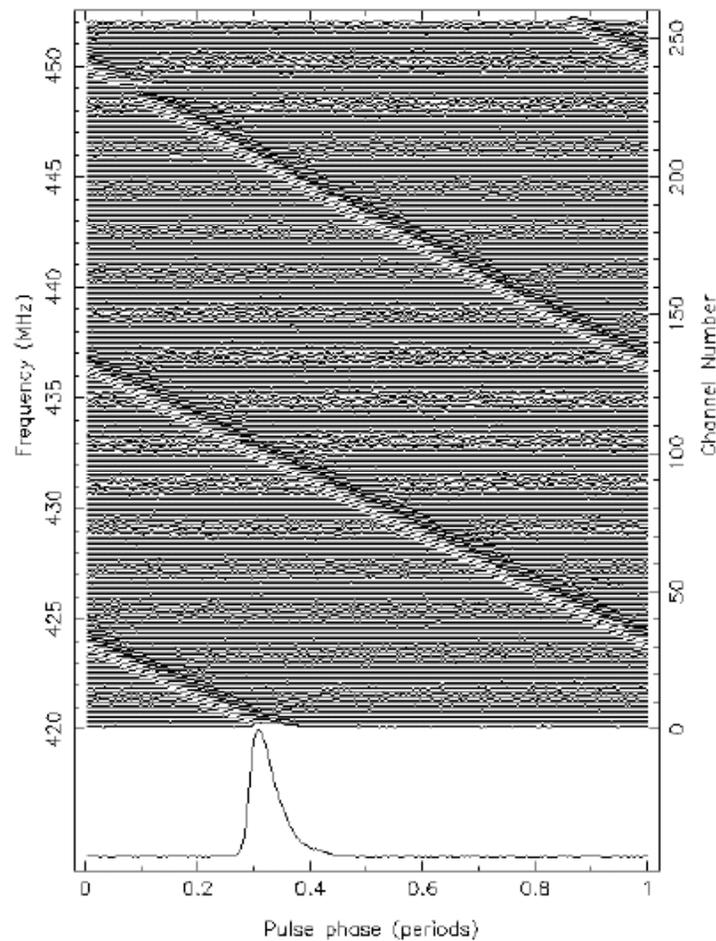


Figura 4.1: Effetto della dispersione sulle diverse frequenze del segnale di una pulsar. In basso è riportato il profilo che appare dalla serie temporale dedispersa: se non si praticasse la dedispersione, nella serie temporale l'impulso non sarebbe risolto.

Per alcune pulsar vicine si ha una misura diretta della distanza attraverso il metodo della parallasse, in questo caso si ricava direttamente il valore medio della densità del gas di elettroni in quella direzione (Cordes & Lazio 2002). Analogamente per le pulsar note negli ammassi globulari. Ovviamente la misura di dispersione di una pulsar non è nota prima della scoperta della pulsar stessa e quindi la ricerca di nuove pulsar richiede di esplorare un ampio intervallo di misure di dispersione.

4.1.2 Diffusione

La diffusione, o *scattering*, è un fenomeno che dipende principalmente dalla mancanza di omogeneità del mezzo interstellare che il segnale deve attraversare. I fotoni emessi da una sorgente effettuano percorsi differenti a causa degli urti con la materia e giungono all'osservatore a tempi diversi. Di conseguenza il segnale subisce un allargamento temporale asimmetrico con coda di emissione (detta *coda di scattering*) la cui estensione temporale scala come:

$$\delta t_{scatt} \propto \frac{d^2}{\nu^{4.4}} \quad (4.7)$$

cioè sussiste una forte dipendenza dalla frequenza alla quale si osserva, oltre che dalla distanza.

Contrariamente a ciò che accade per la dispersione, sugli effetti della quale è possibile agire per mezzo di particolari accorgimenti nelle tecniche di acquisizione dati, nel caso dello scattering questo non è fattibile e l'unico modo per limitare il deterioramento del segnale è quello di osservare a frequenze elevate.

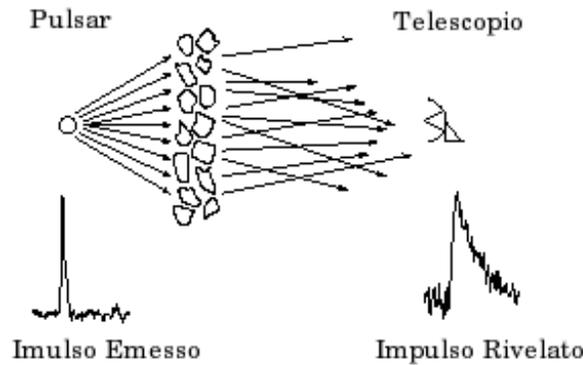


Figura 4.2: Effetto dello scattering sui fotoni radio emessi da una sorgente

L'allargamento effettivo W_e che l'impulso subisce è in definitiva dato da:

$$W_e = \sqrt{W^2 + (\beta\delta t)^2 + \delta t_{DM}^2 + \delta t_{scatt}^2} \quad (4.8)$$

dove W rappresenta la larghezza intrinseca dell'impulso, β è un parametro che tiene conto di diverse caratteristiche tecniche del ricevitore (e vale normalmente 2) e δt è il tempo di campionamento del segnale.

4.2 Generalità sugli algoritmi per la ricerca di un segnale radio pulsato

Nella ricerca del segnale radio emesso da una pulsar si può far uso di differenti metodologie. Nel seguito di questo paragrafo si tratteranno quelle più conosciute, descrivendole brevemente, per avere un'idea di come si effettua una ricerca di questo tipo e di quali sono i parametri basilari da tenere in considerazione.

La ricerca standard utilizza una Trasformata di Fourier veloce (FFT) (si veda l'Appendice C per un approfondimento) per ricercare il segnale pulsato nel dominio delle frequenze. Questo tipo di ricerca è notevolmente efficiente ed estremamente adatta alla ricerca di periodicità stabili per le pulsar isolate. Ci sono, però, alcune classi di pulsar per cui l'applicazione della FFT risulta meno sensibile; esse sono: le pulsar in sistemi binari, le pulsar con lunghi periodi (definite come quelle pulsar che hanno un periodo di rotazione $\geq 3s$) e le pulsar delle quali si osservano solo impulsi individuali intermittenti.

4.2.1 La ricerca per sistemi binari

La ricerca delle pulsar nei sistemi binari è piuttosto difficoltosa a causa della variazione della velocità della pulsar lungo la linea di vista che causa una variazione del periodo osservato. In tale senso il periodo osservato può variare di una notevole percentuale e ciò causa una distribuzione della potenza del segnale entro un range ampio di frequenze dello spettro di Fourier. In questo modo si riduce parecchio il rapporto segnale/rumore in ogni bin dello spettro di Fourier (si veda l'Appendice C) associato alla periodicità della sorgente col rischio di non rivelare alcuna periodicità.

Questo effetto si amplifica se abbiamo a che fare con sistemi che hanno periodi orbitali e di rotazione brevi e che vengono osservati per tempi lunghi. Di conseguenza sistemi come pulsar al millisecondo deboli in sistemi binari stretti sono notevolmente difficili da rivelare.

Per ovviare a tale problematica si può pensare di modificare la serie temporale così da rimuovere completamente gli effetti orbitali, in tal modo la FFT potrà applicarsi successivamente senza perdita di sensibilità.

Il difetto di tale metodo è che, ovviamente, tutti i parametri orbitali

sono a noi sconosciuti e, dunque, occorre considerare un numero di parametri computazionalmente intrattabile: periodo orbitale, tempo di passaggio al nodo ascendente e proiezione del semiasse maggiore lungo la linea di vista ed in più eccentricità dell'orbita e longitudine del periastro (questi ultimi per sistemi eccentrici). In pratica bisogna produrre un numero elevatissimo di serie temporali “modificate”, il che rende il metodo di norma inapplicabile.

La ricerca lineare in accelerazione

Per rendere il procedimento accessibile dal punto di vista computazionale è possibile allora sostituire tutti i parametri orbitali con l'accelerazione media, che può approssimare la distorsione Doppler in un segmento abbastanza piccolo dell'orbita. Questo tipo di ricerca, nota come ricerca *lineare in accelerazione*, risulta efficiente per periodi orbitali molto più lunghi della durata dell'osservazione, durante la quale, quindi, l'accelerazione della sorgente radio si può considerare costante. Questo metodo è detto *coerente*, perché sono preservate tutte le informazioni disponibili, come le informazioni temporali e quelle di ampiezza e di fase; al contrario di quelli detti *incoerenti* che non preservano le informazioni sulla fase del segnale.

Quando è noto il valore di DM (come ad esempio per pulsar in ammassi globulari in cui sia nota almeno un'altra pulsar), è possibile effettuare una ricerca lineare in accelerazione senza che i tempi di calcolo diventino impraticabili. Quando invece si effettua ricerca completamente *alla cieca*, in cui anche il valore di DM è una incognita, i mezzi attuali consentono di utilizzare questa tecnica con tempi di calcolo ragionevoli solo se il numero di osservazioni da indagare è piccolo (*targeted search*), mentre è tuttora impossibile per *survey*¹ su larga scala.

Stack search

Per ovviare a quanto detto alla fine del precedente paragrafo, si può applicare una tecnica di ricerca (*incoerente*) a cascata (si veda la figura 4.3), la *Stack search*: la serie temporale viene suddivisa in 16 o più segmenti, su ciascuno di essi si compie la FFT e si produce uno spettro di ampiezza. In ciascun segmento temporale la variazione di periodo causata dal moto orbitale è in

¹Col termine *survey* si intende una mappatura del cielo effettuata alle frequenze radio

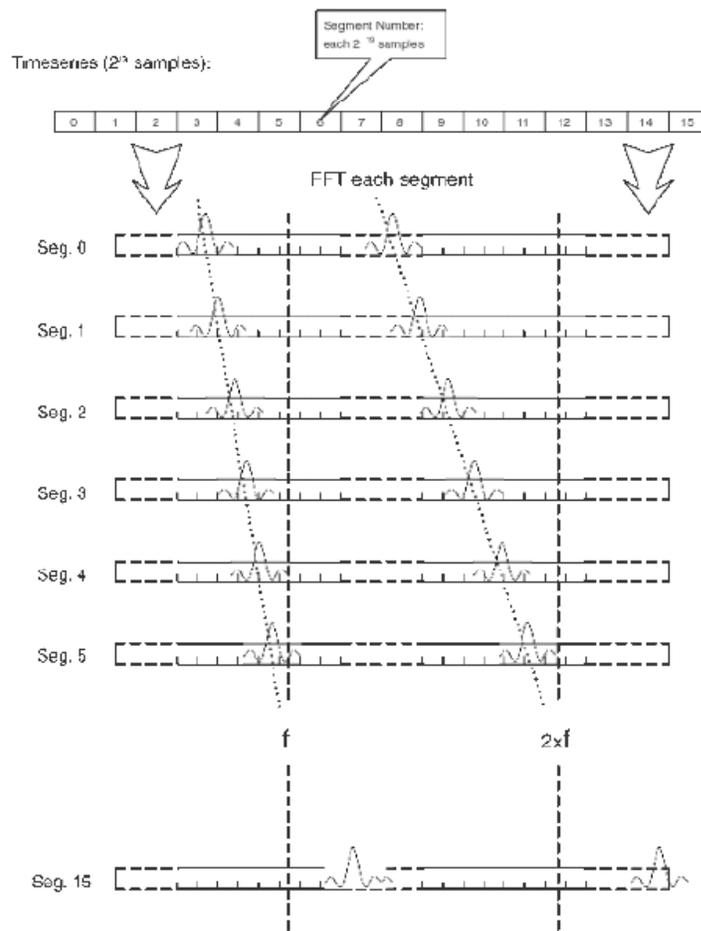


Figura 4.3: Illustrazione del metodo di ricerca *Stack*

prima approssimazione trascurabile. Sommando infine tutti gli intervalli e applicando uno shift lineare o parabolico si può sperare di ricostruire la potenza del segnale nello spettro di Fourier, facendo salire opportunamente il rapporto segnale/rumore. Nonostante la perdita di informazione sulla fase dell'impulso, si ha un guadagno considerevole nel rapporto segnale/rumore, e un minor dispendio di tempo di calcolo rispetto alla ricerca coerente.

La ricerca di modulazione di fase

I sistemi altamente accelerati, con più di 1.5 orbite complete nel tempo di osservazione, possono essere rivelati mediante il metodo della ricerca della modulazione di fase. L'algoritmo in questione reperisce la periodicità orbitale

identificando bande nello spettro di potenza della serie temporale ai lati della frequenza nominale del segnale e delle sue armoniche, la cui spaziatura è funzione dei parametri orbitali. Effettuando delle FFT su piccole porzioni dello spettro di potenza è allora possibile identificare la periodicità orbitale. Questo metodo risulta notevolmente veloce e può rivelare sia il periodo di rotazione della pulsar che il periodo orbitale del sistema binario. D'altro canto è applicabile solo a pulsar con un segnale molto forte (altrimenti le bande nello spettro di Fourier sono sommerse dal rumore) e queste pulsar così brillanti sono di solito identificabili anche in altro modo.

La ricerca di lunghi periodi

Per quelle pulsar che si trovano in alto a destra nel diagramma $P - \dot{P}$ e che hanno periodi di rotazione maggiori di 3 s, l'analisi di Fourier nel dominio delle frequenze risulta poco efficace. Infatti per periodi più lunghi si compie l'analisi su poche centinaia di intervalli di Fourier, il che causa una diminuzione notevole di risoluzione della sensibilità rispetto al periodo dell'impulso. Una ricerca più efficiente può invece essere svolta nel dominio dei tempi, ottenendo una risoluzione in periodo molto più fine. Una tale ricerca si effettua direttamente sul profilo dell'impulso, per questo è efficace soprattutto per impulsi molto stretti, tipici di pulsar di lungo periodo. I tempi di campionamento utilizzati per questo tipo di ricerca possono essere intrinsecamente più lunghi, pur non causando una perdita di sensibilità, il che accorcia notevolmente i tempi di calcolo.

Ricerca di impulsi singoli

Un altro tipo di ricerca è la ricerca di impulsi singoli (*single pulse search*), attuabile attraverso una *suite* di programmi, ideata da M. McLaughlin e J. Cordes. Il flusso elettromagnetico degli impulsi di una pulsar si attesta attorno ad un valore medio, normalmente al di sotto della soglia del rumore strumentale e naturale ricevuto dal radio-telescopio. Molte pulsar mostrano una distribuzione normale di intensità degli impulsi attorno al valor medio, ma alcune di esse mostrano distribuzioni diverse binomiali o asimmetriche. Nel secondo caso si possono osservare impulsi singoli al di sopra del rumore e talvolta di intensità molto più elevata rispetto alla media, i cosiddetti *giant*

pulse. Ad esempio, la “Crab Pulsar” PSR B0531+21 mostra alcuni impulsi singoli giganti, 10 volte più intensi rispetto alla media, approssimativamente uno ogni 1000 impulsi. Questo tipo di ricerca individua tipicamente impulsi singoli che abbiano flusso maggiore di 4 volte rispetto al rumore strumentale e naturale.

La ricerca di impulsi giganti singoli può essere utile nel rilevamento di pulsar extragalattiche. Queste sono altrimenti difficilmente rilevabili, dato che il flusso elettromagnetico prodotto da una pulsar, già di per sé debole, decresce col quadrato della distanza.

Con questo tipo di ricerca, inoltre, sono stati rilevati 11 segnali particolari, classificati come una nuova classe di stelle di neutroni, denominate RRAT (Rotating RAdio Transient, stelle Ruotanti Radio Transienti) che emettono impulsi singoli nella banda radio di durata variabile, tra 2 e 30 ms che si ripetono ad intervalli regolari da pochi minuti fino a diverse ore (McLaughlin et al 2006).

4.3 La strategia adottata per la ricerca di pulsazioni radio da XTE J0929-314

La scelta della strategia adottata per la ricerca di pulsazioni radio coerenti dalla millisecond pulsar XTE J0929-314, è stata fatta considerando le caratteristiche peculiari di tale sorgente. Occorre infatti osservare che, in base alle sue caratteristiche, determinati metodi sopra illustrati risultano inadeguati. Ad esempio una ricerca standard sarebbe inadatta in quanto abbiamo a che fare con un sistema binario, mentre questo tipo di ricerca è applicabile a pulsar isolate. La ricerca lineare in accelerazione, invece, si applica a sistemi il cui periodo orbitale risulta maggiore rispetto alla durata dell’osservazione; neppure questo è il caso in questione, infatti ogni singola osservazione di XTE J0929-314, delle 3 che sono state effettuate, contiene circa 9 periodi orbitali. È esclusa la stack search in quanto è un tipo di ricerca incoerente ed è utile per una ricerca *alla cieca*, come già detto; mentre la ricerca di modulazione di fase è utile per pulsar con un segnale molto forte. La ricerca di lunghi periodi è oltremodo inadeguata in quanto l’oggetto in questione è una pulsar X al millisecondo e la ricerca di impulsi singoli, infine, sarebbe applicabile, ma non è oggetto di questo lavoro di tesi.

Occorre ora considerare che la soluzione orbitale e di rotazione di XTE J0929-314, già nota dalle osservazioni relative alla sua scoperta (Galloway et al 2002) e rielaborata in seguito (Riggio et al. 2006), risulta notevolmente accurata. Di conseguenza, esclusi i metodi di ricerca sopra elencati ed effettuate tutte quelle operazioni che eliminano l'effetto del mezzo interstellare (per diversi DM di prova) e dei moti orbitali del sistema e della Terra (si veda il §4.3.3), si è optato per un *folding* coerente delle curve di luce, che tiene conto di tutti i parametri, prima orbitali, con la procedura di rimozione degli effetti sulla serie temporale causati dal sistema binario, e poi rotazionali col folding vero e proprio. Infatti, poiché i parametri rielaborati da Riggio et al. risultano notevolmente precisi, si può applicare una ricerca diretta per valori discreti contenuti in un piccolo intervallo centrato proprio su quei parametri, senza che occorra ricercare il segnale in intervalli più ampi. La procedura di folding (illustrata nel §4.3.3) permette, inoltre, di amplificare il rapporto segnale/rumore, ponendo così in risalto una eventuale emissione radio pulsata della sorgente.

4.3.1 Il sistema di acquisizione dati

I dati analizzati in questo lavoro di tesi sono stati acquisiti tramite il radiotelescopio di 64m di Parkes in Australia.

Il sistema di acquisizione dati del radio-telescopio di Parkes comprende un amplificatore, un mixer (con un oscillatore locale) e un banco di filtri (si veda la Figura 4.5). Dopo essere stato raccolto da un'antenna, il segnale viene incanalato, attraverso una guida d'onda, ad un amplificatore a basso rumore, che ne aumenta l'ampiezza. Il segnale amplificato viene quindi fatto passare entro un filtro a banda passante in modo da rimuovere le armoniche dei segnali di interferenza noti (segnali provenienti da emittenti televisive, apparecchi di radio-comunicazione e così via), e lasciare inalterata la banda di frequenze che si desidera analizzare.

Nel caso delle osservazioni trattate in questa sede, sono state compiute osservazioni in due bande di frequenza, di frequenza centrale $\nu_c = 8453.5MHz$ e $\nu_c = 6410.5MHz$, entrambe con una larghezza di banda $\Delta\nu = 576MHz$. A questo punto il segnale viene combinato con uno strumento detto *mixer*. Il mixer sottrae alla frequenza del segnale quella di un segnale artificiale proveniente da



Figura 4.4: Veduta aerea del Radiotelescopio di Parkes nel nuovo Galles del sud in Australia, utilizzato per le osservazioni trattate in questo lavoro di tesi. La parabola principale è di 64 m di diametro.

un *oscillatore locale*, in genere un maser, che fornisce un segnale praticamente monocromatico. In questo modo la banda di frequenze del segnale viene spostata verso il basso (*down-converted*). Il segnale è poi fatto passare attraverso un banco di filtri, che divide la banda di frequenze in un grande numero di canali con banda relativamente stretta in modo, come abbiamo visto in 4.1, da ridurre i fenomeni di alterazione del segnale dovuti al mezzo interstellare. Nel caso delle nostre osservazioni la banda è stata suddivisa in 192 canali di ampiezza $\delta\nu = 3MHz$ ciascuno.

A questo punto ciascun canale viene campionato individualmente: il segnale analogico risultante viene digitalizzato e registrato in appositi nastri magnetici (**DLT**, **D**igitalized **L**inear **T**apes) per essere analizzato in seguito (*off-line*). L'analisi off-line viene effettuata mediante una apposita *suite* di programmi descritta nella sezione 4.3.3.

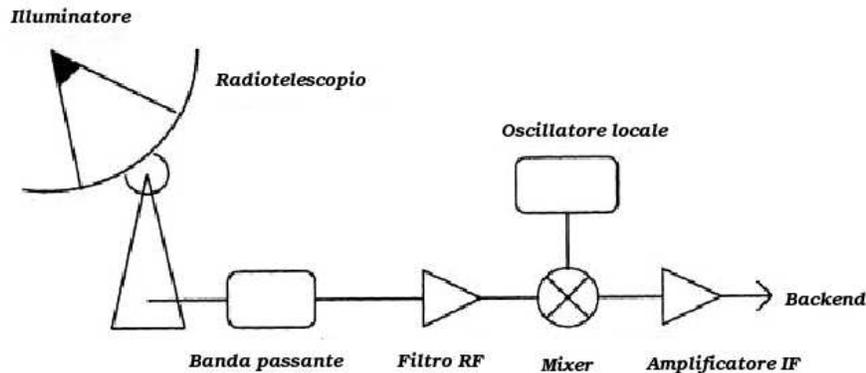


Figura 4.5: Schema di un ricevitore

4.3.2 Il sistema di calcolo M.A.N.G.U.S.T.A.

Una volta acquisiti i dati sui nastri magnetici, per la ricerca del segnale radio pulsato, è necessario utilizzare dei programmi di riduzione dati. Poiché la mole di dati da analizzare (in totale 2^{28} campionamenti) è notevole, per ridurre i tempi di calcolo si è fatto uso del cluster di 20 *node* biprocessore (40 cpu in tutto) MANGUSTA (Multiprocessor Array for Next Generation pUlsar Searches and Timing Analysis), il *cluster* utilizzato per il seguito delle analisi (in Figura 4.6). Si tratta di una rete locale di 20 computers biprocessore (*mang001*, *mang002* e così via). Ogni gruppo di due processori costituisce un nodo, in grado di elaborare indipendentemente una parte dei dati.

Il cluster MANGUSTA ha due server: il primo, un biprocessore, gestisce i calcoli e conserva i dati, il secondo gestisce il sistema operativo e lo distribuisce ai vari nodi, gestisce la rete privata e controlla lo stato del cluster stesso.

4.3.3 Programmi di riduzione dati

I programmi di riduzione dati utilizzati per l'analisi oggetto di questa tesi sono elencati e spiegati nel seguito.

`dd` e `sc_td`

Il primo programma da utilizzare, `dd`, è un programma di sistema LINUX e serve per trasferire i dati dai nastri magnetici in cui sono registrati (si veda §4.3.1)



Figura 4.6: Il *cluster* MANGUSTA nella stanza CED dell'Osservatorio Astronomico di Cagliari, multiprocessore al servizio del gruppo pulsar.

alle macchine in cui verranno processati, dove sono poi *spacchettati* attraverso il programma `sc.td`. Questo programma li mette in formato binario creando dei file con estensione `.dat` che sono leggibili dai softwares utilizzati nel seguito. Il programma `sc.td` crea anche un file di *header* (`.hdr`) in cui sono contenute le informazioni sull'osservazione.

`create_tab`

`Create-tab`, è un programma fortran che calcola i valori delle misure di dispersione massima, DM_{max} , e minima, DM_{min} , che ha senso andare ad indagare e il passo con cui incrementare il valore da DM_{min} a DM_{max} , prendendo come dati di ingresso dal file `.hdr` la larghezza del singolo canale, $\delta\nu$, la larghezza totale di banda, $\Delta\nu$, la frequenza centrale di osservazione ν_{cent} e il tempo di campionamento δt_{sampl} . Vediamo ora come è possibile determinare i valori di DM_{min} , DM_{max} e degli step interposti.

Il valore minimo di DM per cui ha senso effettuare la dedispersione è quello

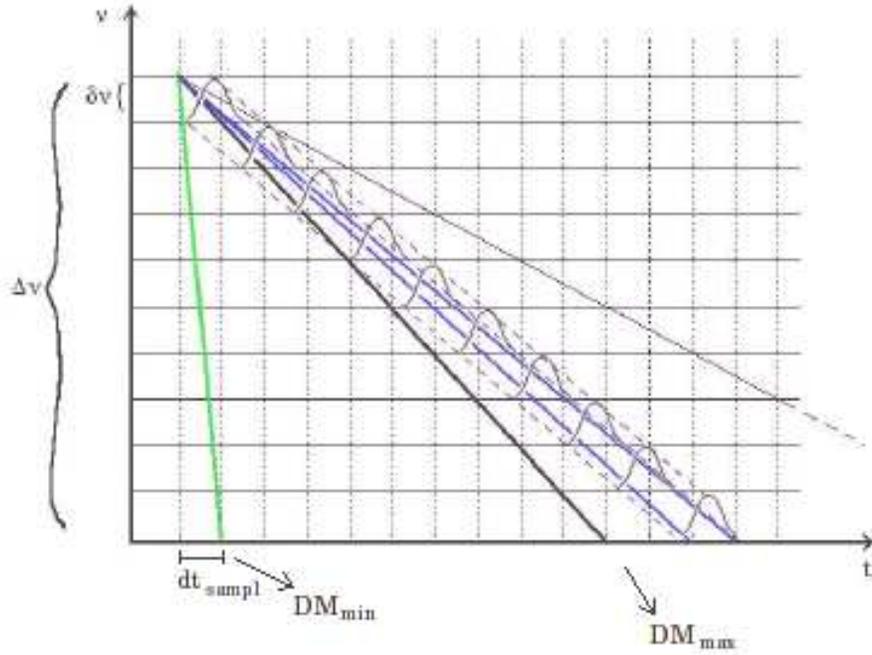


Figura 4.7: Visualizzazione grafica del metodo di stima dei valori della misura di dispersione.

per cui il segnale, su tutta la banda passante, subisce un ritardo pari a un singolo tempo di campionamento (e deve perciò essere integrato lungo la linea verde a sinistra di Figura 4.7), ossia:

$$\Delta t_{DM} = 8.3 \cdot 10^3 \frac{\Delta \nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} DM_{min} = \delta t_{sampl} \quad (4.9)$$

da cui si ottiene:

$$DM_{min} = 1.2 \cdot 10^{-4} \frac{\nu_{MHz}^3}{\Delta \nu_{MHz}} \delta t_{sampl} \quad (4.10)$$

DM_{min} rappresenta inoltre il passo δDM con cui occorre incrementare i primi valori della misura di dispersione nella tabella: infatti, non ha senso andare a variare DM, e quindi la deriva del segnale Δt_{DM} che essa produce, a intervalli più fini della risoluzione temporale del sistema.

Il valore massimo da raggiungere mantenendo immutato lo step tra i vari DM, è quello tale per cui il segnale, in ogni canale, subisce un allargamento pari al tempo di campionamento:

$$\delta t_{DM} = 8.3 \cdot 10^3 \frac{\delta \nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} DM_{max,n} = \delta t_{sampl} \quad (4.11)$$

da cui si ricava che:

$$DM_{max,n} = 1.2 \cdot 10^{-4} \frac{\nu_{MHz}^3}{\delta\nu_{MHz}} \delta t_{sampl} \quad (4.12)$$

Infatti, per valori maggiori di DM la larghezza dell'impulso in ogni canale e il ritardo del segnale, divengono maggiori di δt_{sampl} ; se mantenessimo il precedente valore dell'incremento δDM , le linee di integrazione intersecherebbero gli impulsi per più valori consecutivi di DM (si veda la Figura 4.7, le linee in blu all'interno del segnale) il che sarebbe ridondante.

Il valore dello step della tabella deve allora essere aumentato in modo che lo spostamento dell'impulso su tutta la banda aumenti, a ogni successivo valore tabulato, di una quantità $\Delta t_{DM} = 8.3 \cdot 10^3 (\delta\nu_{MHz}/\nu_{MHz}) \delta DM = 2, 3, \dots \delta t_{sampl}$ ogni volta che il valore DM diviene tale da produrre un allargamento, nel singolo canale, pari a $\delta t_{DM} > 1, 2, \dots, \delta t_{sampl}$.

A questo punto, il valore massimo di DM che si deve raggiungere, è da determinare in base alla periodicità che ci si aspetta di trovare. Nel caso delle pulsar al millisecondo, affinché il segnale resti riconoscibile, occorre effettuare la ricerca in DM fino a valori tali da produrre un allargamento massimo, in ogni canale, di un valore pari alla metà del periodo medio di una pulsar al millisecondo, cioè 2 ms.

$$DM_{max,tot} = 1.2 \cdot 10^{-4} \frac{\nu_{MHz}^3}{\delta\nu_{MHz}} \cdot 2 \text{ ms} \quad (4.13)$$

fastdedisp

Una volta ottenuta la tabella con i valori di DM (`DM_Table`), si può procedere all'effettiva dedispersione dei segnali, attraverso il programma `fastdedisp`, script-shell che esegue il programma fortran `vlsa_dedisp_new`.

Per fornire in input a `fastdedisp` i vari valori di DM della tabella a cui effettuare la dedispersione, si è fatto uso dello script-shell `do-fastdedisp` che legge i valori di DM dalla tabella e lancia il programma `fastdedisp` per ogni valore tra quelli compresi nell'intervallo fornito in ingresso. In output si ottengono i files dedispersi con estensione `.DDM` e quelli di header con estensione `.HDRDDM`.

rebin

In certi casi nell'analisi dei dati è necessario apportare delle modifiche ai dati per minimizzare gli eventuali tempi di calcolo eccessivamente elevati. Questo scopo si può raggiungere ad esempio attraverso il *ribinnamento* dei dati. Il relativo programma fortran è **rebin.f** (in Appendice B), che è stato implementato come parte di questo lavoro di tesi.

L'operazione che effettua il programma **rebin.f** è quella di sommare a 2 a 2 campionamenti adiacenti, facenti parte di una serie temporale di dati divisa in blocchi da 49152 bytes, riassociandoli in blocchi di uguali dimensioni, il cui numero risulterà dimezzato. Ovviamente nel processo si è fatto in modo, dividendo per due il risultato della somma, che gli effetti della somma fra coppie di bin temporali adiacenti produca un valore inferiore al massimo compatibile col formato in cui i valori sono scritti.

Per poter applicare il programma **rebin.f** sui files dedispersi si può far uso dello script-shell **do-rebin** che lancia automaticamente **rebin.f** sui vari files.

Si noti che questo procedimento non deteriora i dati se lo si applica ad una serie temporale il doppio del cui tempo di campionamento è comunque ampiamente sufficiente per la rivelazione di un segnale con periodo dell'ordine del millisecondo. Lo script-shell è inoltre dotato di una funzione che conserva i files originali (non rebinnati) in un'apposita cartella.

deorbit

A questo punto dell'analisi dei dati occorre provvedere all'eliminazione degli effetti del moto orbitale del sistema binario che si sta analizzando e del sistema solare. Il software che esegue questa operazione è denominato **deorbit** ed è un programma fortran che necessita in input dei parametri orbitali, attraverso la lettura del file di effemeridi (**.eph**), e del nome del file da processare.

Deorbit effettua due operazioni: la prima è quella di apportare una correzione alla modulazione del segnale dovuta al moto orbitale, *stirando* e *comprimendo* opportunamente la serie temporale, fino a convertirla in una corrispondente a quella che emetterebbe quella stessa pulsar se fosse isolata e situata nel baricentro del sistema binario di cui fa parte. La seconda operazione è quella di correggere gli effetti, sul profilo temporale pulsato, del moto orbitale

della Terra attorno al Sole, *spostando* il punto di osservazione dalla Terra al baricentro del sistema solare.

Per facilitare l'esecuzione del programma si può elaborare uno script-shell (in questa sede si è utilizzato `do-deorbit`) che lancia `deorbit` sui files dedispersi `.DDM` producendo i files deorbitati, identificati dall'estensione `.DEO`.

defolding

Generalmente un segnale pulsato non è immediatamente visibile da una curva di luce. Infatti le pulsazioni sono sovrainposte ad un rumore che è tipicamente migliaia di volte più intenso. Occorre allora utilizzare un sistema che migliori il rapporto segnale/rumore, per poter rendere visibile la pulsazione. La tecnica ideata a tale scopo è quella del *folding* (ripiegamento), messa in pratica attraverso il programma fortran `defolding`. Vediamo come questa

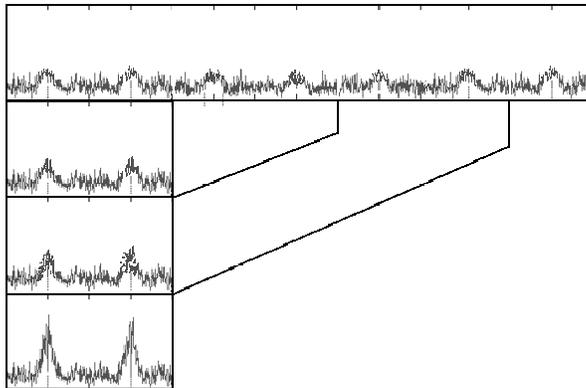


Figura 4.8: Folding di una serie temporale. Nelle porzioni sommate della serie temporale si nota come il segnale si somma in fase e si innalza.

tecnica permette di mettere in luce le caratteristiche del segnale pulsato. Sostanzialmente si suddivide una curva di luce di lunghezza T_{obs} (tempo dell'osservazione totale) in $N = T_{obs}/P_S$ intervalli, dove P_S è il periodo di rotazione della sorgente. Ognuno di tali intervalli viene poi ulteriormente diviso in un opportuno numero n di bin. Si sommano, quindi, i segnali del k -esimo bin di ogni intervallo. In questo modo le eventuali fluttuazioni periodiche del segnale vengono amplificate di un fattore $N = T_{obs}/P_S$ rispetto all'originale curva di luce, mentre le fluttuazioni casuali del rumore si sommano in maniera non correlata e la loro entità cresce dunque solo come \sqrt{N} .

È immediato notare, però, che una tecnica di questo tipo presuppone una conoscenza esatta del periodo del segnale periodico che si vuole ricostruire. Se quest'ultimo non è noto con precisione sufficiente, occorre effettuare l'analisi per diversi valori del periodo scelti opportunamente attorno ad un valore centrale di riferimento, P_S .

Il programma `defolding` fa uso del pacchetto grafico `PgPlot` e permette la visualizzazione dei files processati con i softwares sopra elencati.

In Figura 4.9 è riportato un esempio di output ottenuto grazie all'analisi dei dati relativi alla pulsar J0737-3039A. Il grafico in basso raffigura l'andamento del flusso in unità arbitrarie rivelato al variare della fase; il plot in scala di grigi in alto a sinistra raffigura il segnale nelle 255 sottointegrazioni in cui è stata raggruppata l'intera osservazione, mentre sulla destra in alto sono dichiarati i parametri con cui è stato eseguito il folding e quelli dell'osservazione.

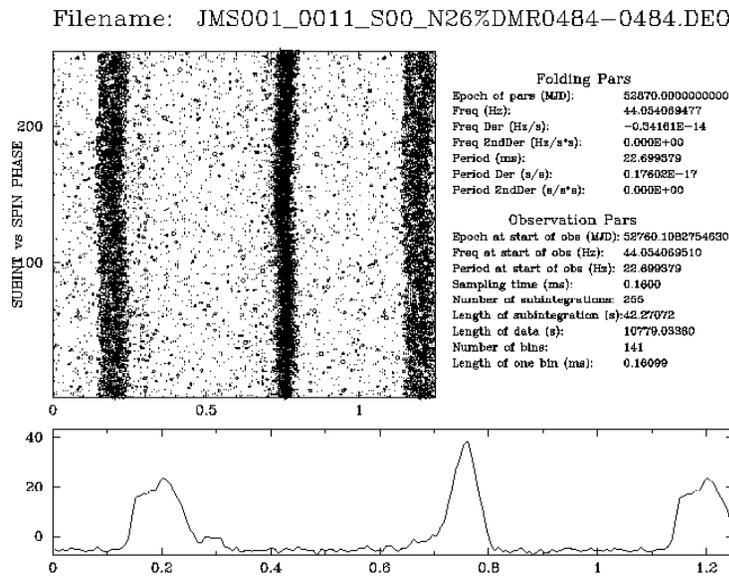


Figura 4.9: PgPlot ottenuto grazie all'analisi dei dati relativi alla pulsar J0737-3039A

Capitolo 5

Ricerca di pulsazioni Radio in XTE J0929-314

5.1 L'analisi dei dati

Lo scopo di questo lavoro di tesi è la ricerca di segnali radio periodici coerenti nella millisecond X-Ray Pulsar XTE J0929-314. È stata dunque attuata una ricerca di periodicità in base alla metodologia espressa nella sezione 4.3.3.

5.1.1 Acquisizione e dedispersione dei dati

Il primo passo nell'analisi dei dati è stato quello di acquisire i dati dai relativi nastri magnetici in cui erano registrati, trasferendoli nella macchina **Mangraid1** (facente parte del cluster di 40 CPU MANGUSTA) col programma **dd**. Successivamente si è utilizzato il programma **sc_td** per *spacchettare* i dati, renderli in formato binario **.dat** (vedi §4.3.3).

Il passo che segue è quello di *dedisperdere* i dati. Per prima cosa si è creata una tabella (**DM_Table**) di valori di DM a cui effettuare la dedispersione. Attraverso il programma **dmd**, che calcola il DM data la distanza stimata per la sorgente in analisi e facendo uso del modello di Taylor e Cordes (1993) per la distribuzione di elettroni nel mezzo interstellare, si è stabilito che il valore del DM più probabile fosse 100, quindi si è costruita la tabella considerando un intervallo di valori centrato su di esso, col programma **create_tab** (vedi §4.3.3), di estremi: $\sim 10 - 400$. Di tale intervallo l'estremo superiore è stato ottenuto considerando come stima ragionevole il quadruplo del valore nominale. In totale si sono ottenuti 138 valori di DM a cui effettuare la dedispersione¹.

A questo punto, sui tre files relativi alle 3 osservazioni XRT003_0111, XRT003_0141 e XRT004_0021 è stato lanciato il programma **do-dedisp.csh**, script-shell che esegue **fastdedisp** ad ogni valore di DM della **DM_Table**, per effettuare la dedispersione dei dati.

I file così ottenuti (**.ddm**) sono stati raccolti in apposite cartelle e suddivisi nei diversi nodi del cluster MANGUSTA (ogni nodo consta di 2 processori) in modo da poter effettuare l'analisi dei dati in maniera parallela su diversi nodi per non sovraccaricare un'unica sezione del sistema e accelerare notevolmente i tempi della riduzione dati.

I files dedispersi contengono 2^{28} campionamenti, di conseguenza, poiché una

¹Si noti che anche il più recente modello di Cordes & Lazio (2002) fornisce un valore simile a quello ottenuto con **dmd** per il DM nominale di XTE J0929-314.

mole di dati di questo tipo avrebbe richiesto un tempo relativamente lungo per effettuare l'analisi, si è provveduto a *rebinnare* i files attraverso il programma `do-rebin.csh`, fino a ridurre il numero di campionamenti a 2^{27} (vedi Sezione 4.3.3). Il nuovo tempo di campionamento risulta quindi di $0.2ms$, raddoppiato rispetto a quello originario.

5.1.2 La simulazione e il `deorbit`

Il passo successivo è quello di provvedere all'eliminazione degli effetti orbitali del sistema binario e del sistema solare. Per far questo, ai dati dedispersi si deve applicare il programma fortran `deorbit`, lanciato sui vari files per mezzo dello script-shell `do-deorbit`. I parametri orbitali da tenere in considerazione per questa parte dell'analisi dei dati, sono quelli relativi alle osservazioni in banda X effettuate col satellite RXTE (Galloway et al. 2002), rielaborati recentemente (Riggio et al. 2006) e che sono riportati nella Tabella 5.1.

Per valutare la propagazione degli errori su tali parametri relativamente al tempo trascorso tra le osservazioni in banda X (Maggio 2002) e quelle in banda radio (Dicembre 2003, a 19 mesi di distanza) è stata effettuata una simulazione di una serie temporale da 2^{28} campionamenti con le caratteristiche della X-Ray MSP binaria J0929-314, già dedispersa. Per la simulazione è stato utilizzato il programma fortran `simulbp` a cui sono dati in ingresso i valori dei parametri suddetti, che produce una serie temporale dedispersa, che contiene un segnale impulsivo con le caratteristiche orbitali e rotazionali della pulsar X XTE J0929-314, su cui occorre effettuare il folding.

Parametro	Valore
P_S (s)	0.0054023317856(4)
P_1	$1.63(12) \cdot 10^{-18}$
P_{epoch} (MJD)	52396.5
P_{orb} (s)	2614.748(3)
$a \sin(i)$ (lt - s)	0.005988(10)
T_0 (MJD)	52405.48676(1)
$T_0(simul)$ (MJD)	587.98540384

Tabella 5.1: Parametri orbitali e rotazionali per la X-Ray MSP binaria J0929-314 ricavate dalle osservazioni in banda X del maggio 2002. I numeri tra parentesi rappresentano l'errore a 1σ sulle ultime cifre decimali.

Una volta applicato il folding sulla serie temporale simulata si ottiene il risultato in Figura 5.1.

Si può notare che, se avessimo a che fare con un oggetto molto forte, il segnale sarebbe facilmente rilevabile anche senza alcuna correzione orbitale, in virtù dell'elevato numero di orbite presenti nel dataset.

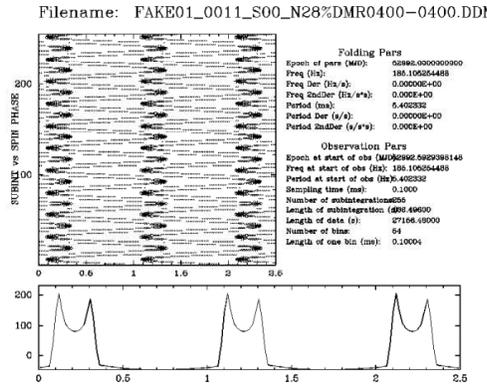


Figura 5.1: Simulazione di una serie temporale di 8 ore ottenuta utilizzando i parametri della XTE J0929-314 riportate in Tabella 5.1. Il folding dei dati è stato fatto senza alcuna correzione per il moto orbitale.

Si è, quindi, applicato il programma `deform_orb` per riallineare la serie temporale con i parametri orbitali al valore centrale. Il risultato si può vedere in Figura 5.2² a dimostrazione del corretto funzionamento di `deform_orb`.

Se per il programma `simulbp` il valore del tempo di passaggio al nodo ascendente, T_0 , non è richiesto in ingresso e viene posto automaticamente al tempo $t = 0$ di inizio della serie temporale simulata, lo è invece per `deform_orb`. In questo caso, quindi, si è calcolato T_0 come pari al periodo orbitale per il numero intero di periodi orbitali trascorsi tra le osservazioni in banda X e quelle in banda radio (vedi Tab. 5.1).

A questo punto si è applicato `deform_orb` alla serie temporale simulata utilizzando in ingresso il limite superiore (a 1σ) a turno dei vari parametri

²Occorre specificare che un plot, che visualizza un impulso chiaro e ben definito di una pulsar (come ad esempio in Figura 5.2), presenta una linea continua retta nel grafico “numero di sottointegrazioni vs fase” e un picco visibile per ogni fase completa nel grafico sottostante (“flusso vs fase”). In generale ogni variazione dai parametri orbitali e di rotazione esatti provoca la deformazione di queste due caratteristiche e nella ricerca dei valori corretti, come nel nostro caso, occorre evitare che tale deformazione nasconda il segnale.

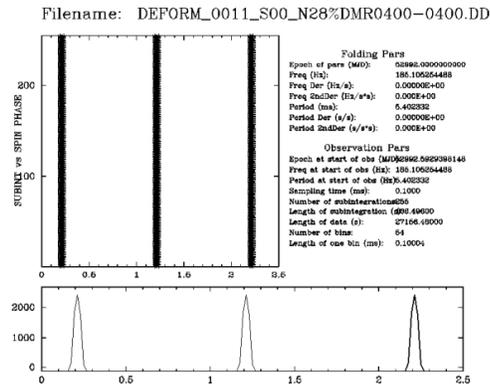


Figura 5.2: Risultato del folding della serie temporale simulata ottenuto tenendo conto dei parametri orbitali corretti.

orbitali (P_{orb} , $a \sin(i)$ e T_0 , quest'ultimo calcolato come sopra e con l'aggiunta dell'errore relativo derivato dai dati X).

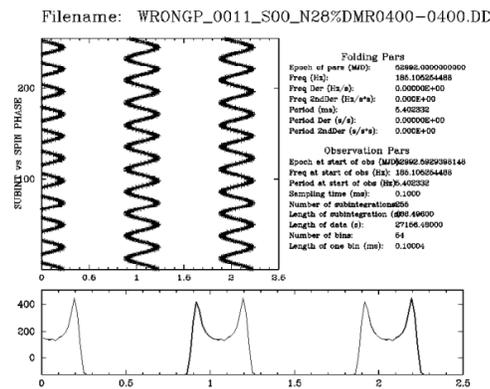


Figura 5.3: Risultato del folding della serie temporale simulata ottenuto utilizzando il limite superiore a 1σ del periodo orbitale.

In Figura 5.3 è rappresentato il grafico relativo all'introduzione dell'errore sul periodo orbitale (posto pari a $2614.751s$), mantenendo invariati gli altri parametri. Si noti che il non corretto riallineamento è dovuto alla propagazione dell'errore del periodo orbitale, P_{orb} , sul T_0 ; se, infatti, ponessimo $T_0 = 0$ (come se l'epoca dei dati fosse la medesima delle effemeridi del 2002), otterremmo il grafico mostrato in Figura 5.4 che pone in evidenza come l'errore sul periodo P_{orb} è di per se ininfluenza.

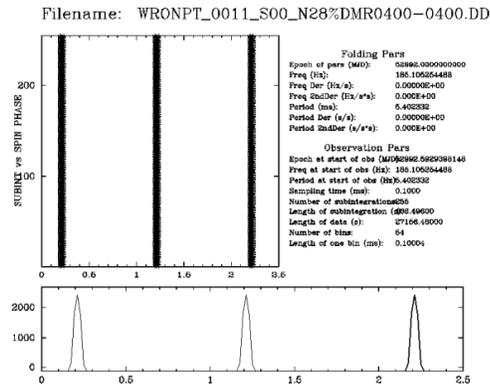


Figura 5.4: Risultato del folding della serie temporale simulata ottenuto con il limite superiore di P_{orb} del caso precedente, ma ponendo $T_0 = 0$. La differenza tra questo grafico e il precedente mette in luce il fatto che ciò che domina è la la propagazione dell'errore in P_{orb} su T_0 piuttosto che l'errore sul P_{orb} stesso.

La singola variazione degli altri parametri è risultata trascurabile per il nostro scopo, mentre la variazione contemporanea di tutti i parametri risulta nel grafico di Figura 5.5. L'allargamento massimo che si ottiene è di circa 0.4 in fase (oltre ad una diminuzione dell'80% dell'ampiezza del picco).

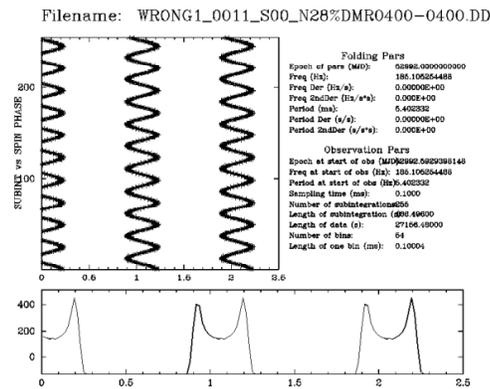


Figura 5.5: Risultato del folding sulla serie temporale simulata ottenuto sommando ai parametri nominali (P_{orb} , $a \sin(i)$ e T_0) l'errore associato a 1σ .

Volendo ridurre questo allargamento a 0.1 in fase (supponendo che un singolo impulso abbia intrinsecamente un duty cycle del 10%) sarebbe bene, dunque, fare una ricerca in P_{orb} utilizzando 8 step (4 sopra e 4 sotto il valore

osservazione radio ($\sim 8h$) causata dagli errori su P_S e \dot{P} , ma è risultata non significativa o, comunque, compresa entro il ΔP calcolato sopra.

Per amplificare la probabilità di reperire il segnale, si è scelto di moltiplicare per 10 il valore di ΔP ; così, considerando che $\Delta P = 10^{-10}$, l'intervallo totale risulta: $\Delta P_{tot} = P_S \pm 10 \cdot 10^{-10} = P_S \pm 10^{-9}$

In generale, comunque, il valore di \dot{P} misurato durante le osservazioni in X, ossia durante la fase di outburst, può risultare diverso da quello di puro dipolo che ci aspettiamo in quiescenza. In questa fase, infatti, possono essere in gioco svariati meccanismi (accrescimento, propeller, etc.) in grado di modificare il regime rotazionale della pulsar. Di conseguenza, abbiamo verificato la plausibilità dell'intervallo di periodi da indagare stabilito sopra attraverso la conoscenza di una stima del campo magnetico superficiale B_S . Tale stima può essere data (Riggio et al. in preparazione) seguendo il modello di Wang (1987, 1995, 1996), sviluppato originariamente per le HMXB e poi applicato da Rappaport et al. (2004) alle pulsar X al millisecondo in accrescimento. Valutando il momento torcente agente sulla stella di neutroni, si può determinare il valore del momento di dipolo magnetico da cui si ricava un'apprezzabile stima di B_S . Una volta noto B_S , attraverso la relazione

$$B = 3.2 \cdot 10^{-19} \sqrt{P\dot{P}}$$

si ottiene che il \dot{P} utilizzato in questa ricerca è maggiore di quello ricavato con questa stima di B_S . Di conseguenza l'intervallo di periodi, che si avrebbe considerando il \dot{P} ottenuto con quest'ultimo metodo, è ampiamente contenuto nell'intervallo da noi indagato.

A questo punto si è stabilito di ricercare il segnale per 40 valori del periodo compresi in tale intervallo, 20 a destra e 20 a sinistra del valore nominale. Infatti l'allargamento ottenuto introducendo un errore pari a 1/20 dell'intervallo totale risulta entro il 10% di P_S , contenuto cioè nel duty cycle. In output si sono ottenuti 50922 plot.

5.2 Risultati

I 50922 plot di cui sopra sono stati visionati singolarmente, vagliando i possibili sospetti di segnale pulsato. Tra i plot selezionati, uno in particolare è risultato

attendibile in quanto l'allargamento del potenziale impulso risulta compatibile col valore del DM per cui è stata effettuata la relativa dedispersione. Inoltre presenta un impulso abbastanza ben definito e nella scala di grigi del grafico “numero di sottointegrazioni vs fase” il segnale pare caratterizzato da una continuità e regolarità non visibili nel resto di plot visionati.

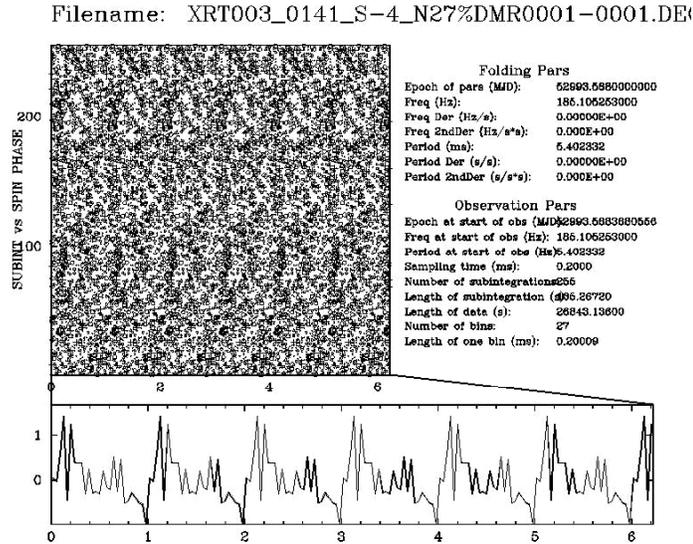


Figura 5.7: Grafico risultante dall’analisi dei dati coi parametri: $DM = 12.63 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$, periodo orbitale $P_{orb} = 2614.745 \text{ s}$ e frequenza di rotazione $\nu_S = 185.105253 \text{ Hz}$.

Tale risultato, mostrato in Figura 5.7, ottenuto coi parametri orbitali e di rotazione riassunti in Tabella 5.2, non risulta, però confermato dalle osservazioni a maggior frequenza ($8GHz$) elaborate con gli stessi parametri. Il grafico relativo non mostra alcuna periodicità. Si è quindi stabilito che tale sorgente, in

Parametro	Valore
Misura di dispersione, $DM \text{ (pc} \cdot \text{cm}^{-3})$	12.63
Periodo orbitale, $P_{orb} \text{ (s)}$	2614.745
Frequenza di rotazione, $\nu_S \text{ (Hz)}$	185.105253
Tempo di passaggio al nodo ascendente, $T_0 \text{ (MJD)}$	52405.48676(1)
Semiassa maggiore proiettato, $a \sin i \text{ (lt} - \text{ms)}$	6.290(9)

Tabella 5.2: Parametri orbitali e di rotazione utilizzati per l’analisi dei dati che ha fornito in output il plot di Figura 5.7

fase di quiescenza X, non denota segnali radio pulsati con periodicità dell'ordine del millisecondo.

A questo punto tramite la formula (già vista in §4.1)

$$S_{min} = n\sigma \frac{T_{sys} + T_{sky}}{G\sqrt{N_p\Delta t\Delta\nu_{MHz}}} \sqrt{\frac{W_e}{P - W_e}} \times \epsilon \quad mJy \quad (5.1)$$

è stato possibile calcolare la massima sensibilità nell'osservazione ossia imporre un limite inferiore al flusso rivelabile (dunque un limite superiore al flusso eventualmente emesso da XTE J0929-314). Si tenga conto del fatto che: $n\sigma$ è il minimo rapporto segnale/rumore per cui è stata effettuata la ricerca, che è pari a 6; T_{sky} è la temperatura di fondo del cielo in K , calcolata (tramite il programma `tt408` che prende in input le coordinate galattiche della sorgente) a partire da quella relativa alla frequenza $\nu = 408 \text{ MHz}$ e considerando una

Parametro	XRT003_0111	XRT003_0141	XRT004_0021
ν_c (MHz)	8453.5	6410.5	8453.5
Δt (s)	27224	27001	27467
T_{sys} (K)	25	50	25
G (K/Jy)	0.59	0.46	0.59

Tabella 5.3: Valori di alcuni dei parametri riferiti alle 3 osservazioni della pulsar XTE J0929-314: frequenza centrale dell'osservazione ν_c , durata dell'osservazione Δt , temperatura di fondo del cielo T_{sys} e guadagno d'antenna del radiotelescopio di Parkes G , questi ultimi due relativi alla frequenza di osservazione.

dipendenza dalla frequenza $\propto \nu^{-2.7}$; $\Delta\nu = 576 \text{ MHz}$ è la larghezza totale della banda di osservazione; P è il Periodo di rotazione e W_e è l'allargamento dell'impulso dato dalla formula 5.2, mentre gli altri parametri sono visibili in Tabella 5.3:

$$W_e = \sqrt{W^2 + (\beta\delta t)^2 + \delta t_{DM}^2 + \delta t_{scatt}^2} \quad (5.2)$$

La formula 5.2 tiene conto della larghezza intrinseca dell'impulso, W , del tempo di campionamento del segnale, che in questo caso vale 0.2 ms , delle caratteristiche tecniche del ricevitore, attraverso il parametro $\beta \sim 2$, e dell'allargamento dell'impulso dovuto alla dispersione, δt_{DM} , e allo scattering, δt_{scatt} .

Il parametro δt_{DM} è calcolato tramite la formula:

$$\delta t_{DM} = 8.3 \cdot 10^3 \frac{\delta\nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} DM \quad s \quad (5.3)$$

dove $\delta\nu = 3\text{MHz}$ è la larghezza di banda di ogni singolo canale e ν è la frequenza centrale dell'osservazione in MHz . Per la quantità δt_{scatt} sono stati utilizzati due differenti valori riferiti ai modelli di Taylor & Cordes (1993) e di Cordes & Lazio (2002). Per ognuno di questi due modelli la minima sensibilità (Formula 5.1) è stata, quindi, valutata per due diversi valori di DM, quello massimo preso in considerazione in questa ricerca e quello nominale, quest'ultimo stimato attraverso i due modelli sopra citati e usando una distanza di 6kpc per la sorgente. In riferimento al modello di Taylor & Cordes e relativamente al valore nominale di DM (110.3 pc/cm^3) si ottiene $\delta t_{\text{scatt}} = 6.5 \times 10^{-10}\text{ s}$, mentre per il valore massimo di DM (400 pc/cm^3), $\delta t_{\text{scatt}} = 7.1 \times 10^{-10}\text{ s}$. Per il modello di Cordes & Lazio, $\delta t_{\text{scatt}} = 1 \times 10^{-09}\text{ s}$ al valore nominale di DM (152.9 pc/cm^3) e $\delta t_{\text{scatt}} = 1.3 \times 10^{-09}\text{ s}$ per il valore massimo.

I valori del flusso minimo rivelabile sono illustrati in Tabella 5.4 e, considerando che le stime relative ai due diversi modelli e ai due diversi valori di DM coincidono entro la quarta cifra decimale, abbiamo un unico valore per ogni osservazione.

Osservazione	Flusso minimo (mJy)
XRT003_0111 (8 GHz)	0.026
XRT003_0141 (6 GHz)	0.068
XRT004_0021 (8 GHz)	0.026

Tabella 5.4: Valori del flusso minimo rivelato relativi alle 3 osservazioni della pulsar XTE J0929-314.

5.3 Interpretazione dei risultati

Occorre ora esaminare le possibili cause della mancata rivelazione dell'emissione radio, tra di esse risultano plausibili le seguenti:

- la luminosità della pulsar potrebbe essere sotto la soglia della nostra osservazione;
- poiché l'emissione radio risulta anisotropa, è possibile che il cono di radiazione non intersechi la nostra linea di vista;
- potrebbe esserci della materia circumstellare residua dal trasferimento di

massa dalla stella compagna che ha intercettato la radiazione attraverso il fenomeno dell'assorbimento *free-free*.

5.3.1 La luminosità

Per indagare sulle cause della mancata rivelazione che riguardano la luminosità della sorgente XTE J0929-314, è necessario introdurre una nuova grandezza fisica, la *pseudoluminosità*, che corrisponde alla luminosità di una pulsar che emette in maniera isotropa: $L = S \cdot d^2$, espressa in $mJy \cdot kpc^2$.

In Figura 5.8 possiamo osservare la distribuzione della pseudoluminosità a 1.4 GHz per un campione di 42 millisecond pulsar di campo.

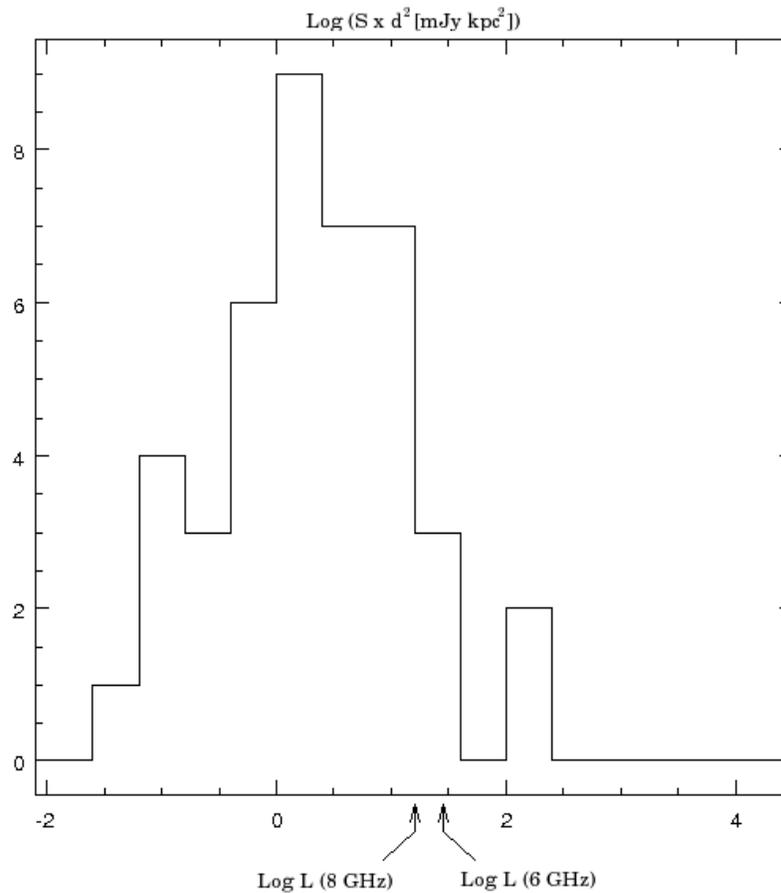


Figura 5.8: Distribuzione della pseudoluminosità a 1.4 GHz per un campione di 42 millisecond pulsar. Le frecce indicano la posizione sul grafico dei valori della pseudoluminosità calcolati per XTE J0929-314, relativi alle osservazioni a 6 e 8 GHz e riscalati a 1.4 GHz.

Per la nostra sorgente la pseudoluminosità minima è stata calcolata moltiplicando per la distanza (6 kpc) al quadrato i valori determinati in §5.2 per il flusso massimo a 6 e 8 GHz e riscalandola al valore relativo a 1.4 GHz , considerando che $L(\nu) \propto \nu^{-1.7}$.

Nel grafico in Figura 5.8 sono segnalati i valori della pseudoluminosità massima a 1.4 GHz calcolati per XTE J0929-314 ed è evidente che tali valori si trovano al di sopra o comunque compresi entro valori comuni a una frazione considerevole di millisecond pulsar. Questo fatto suggerisce che è possibile che la sorgente XTE J0929-314 possieda una luminosità intrinseca relativamente bassa, inferiore ai valori ricavati per il relativo flusso massimo determinato in questo lavoro e ciò spiegherebbe la mancata rivelazione del segnale. Per verificare quest'ipotesi si può effettuare una ricerca maggiormente approfondita volta ad indagare valori inferiori del flusso.

5.3.2 Il fattore geometrico

Come già espresso nella Sezione 2.4 l'emissione della radiazione da una pulsar risulta fortemente anisotropa. Ciò significa che non viene irradiata allo stesso

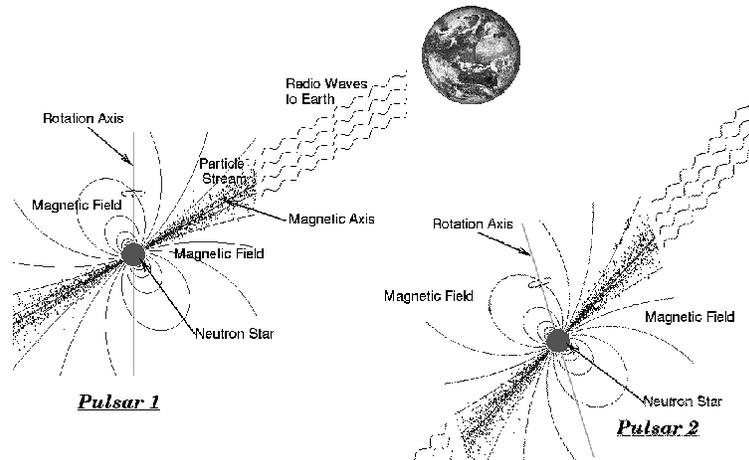


Figura 5.9: Esempio per due pulsar di come influisce il fattore geometrico sulla rivelazione del segnale radio.

modo in tutte le direzioni ma solo su una porzione ristretta di cielo, espressa attraverso il cosiddetto *fattore di beaming*. Quindi la mancata osservazione del segnale radio da XTE J0929-314 potrebbe essere causata dal fatto che il cono

dell'emissione radio non interseca la linea di vista e su questo fattore non si può effettuare alcuna correzione.

Come esempio si può osservare in Figura 5.9 che il cono dell'emissione radio associato alla pulsar 1 è rivolto verso la terra e può così essere rivelato da un radiotelescopio. Nel caso invece della pulsar 2 non c'è alcuna possibilità che il segnale venga rivelato, in quanto il cono di emissione ad essa associato non interseca la linea di vista rispetto alla terra.

Possiamo a questo punto calcolare la probabilità che il cono di emissione (*beam*) non intersechi la nostra linea di vista. La frazione di cielo $f(\alpha, \eta)$ spazzata dal doppio cono dell'emissione radio di apertura α , inclinato rispetto all'asse di rotazione di un angolo η (Fig. 5.10), è data da:

$$f(\alpha, \eta) = 2 \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega_l}^{\Omega_u} 2\pi \sin \Omega d\Omega = \cos \Omega_l - \cos \Omega_u \quad (5.4)$$

dove $\Omega_l = \max(0, \eta - \alpha)$ e $\Omega_u = \min(\pi, \eta + \alpha)$

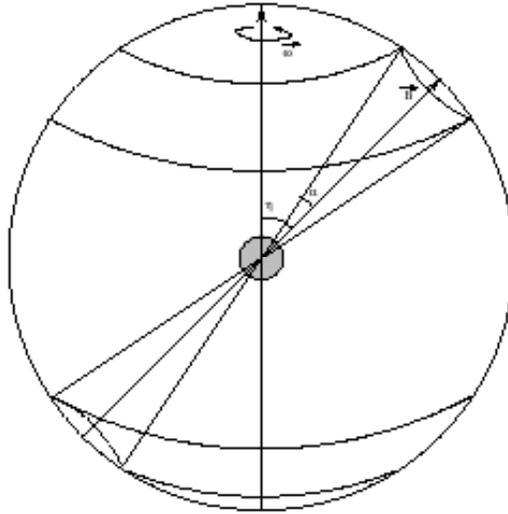


Figura 5.10: Rappresentazione schematica della frazione di angolo solido spazzata dal doppio cono di emissione radio.

Il valore di η non è noto per XTE J0929-314, ma la probabilità che sia compreso tra η e $\eta + d\eta$ vale $\sin \eta d\eta$. Quindi, poichè η è compreso nell'intervallo $0 \div \pi/2$, il valore medio, $f(\alpha)$, della frazione di angolo solido spazzata dal doppio

cono di emissione radio è dato da (Emmering & Chevalier 1989):

$$f(\alpha) = \int_0^{\pi/2} f(\alpha, \eta) \sin \eta d\eta = (1 - \cos \alpha) + \left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \sin \alpha \quad (5.5)$$

A questo punto, assumendo una larghezza dell'impulso pari al 15% del periodo di rotazione della stella di neutroni, si ricava un angolo di semi-apertura del cono di emissione radio pari a $\alpha \approx 27^\circ$ e, dunque, utilizzando la formula 5.5, risulta $f(\alpha) \approx 0.61$. Di conseguenza la probabilità che il cono di emissione radio non intersechi la nostra linea di vista è

$$P = [1 - f(\alpha)] = 0.39 \quad (5.6)$$

cioè circa il 40%, un valore per cui si potrebbe pensare di attribuire a questo fenomeno la causa della mancata rivelazione del segnale radio.

5.3.3 L'assorbimento *free-free*

Un'ulteriore motivazione per cui il segnale potrebbe non essere stato osservato è che la materia circumstellare, espulsa dalla stella compagna e ionizzata dalla radiazione di dipolo stessa, ne abbia impedito la propagazione. Infatti l'interazione della radiazione elettromagnetica con la materia circumstellare avviene anche attraverso l'assorbimento *free-free*.

Per comprendere quanto questo fattore abbia influito sulla mancata rivelazione del segnale radio, possiamo calcolare la profondità ottica τ_{ff} della materia circostante il sistema.

Seguendo l'approccio di Burderi et al. (2001) e Burgay et al. (2003), si può stimare un limite superiore (utilizzando il valore della luminosità in *outburst*) per la profondità ottica alle varie frequenze radio cui è stata osservata XTE J0929-314 dovuta alla materia circostante una LMXB in fase di quiescenza, che vale:

$$\begin{aligned} \tau_{ff} &= 2.27 \times 10^5 L_{37}^2 R_6^2 m_1^{-11/3} \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)^{-5/3} (X + 0.5Y)^2 \\ &\times T_4^{-3/2} \nu_9^{-2} P_h^{-4/3} Ga(T^4, \nu_9, Z) F(m_1, m_2) \end{aligned} \quad (5.7)$$

dove si è assunto che: $L_{37} \sim 0.3$ è la luminosità della sorgente in *outburst* in unità di $10^{37} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$, $R_6 \sim 1$ il raggio della stella di neutroni in unità di 10^6 cm , $m_1 \approx 1.4M_\odot$ e $m_2 \approx 0.02M_\odot$ sono rispettivamente le masse della

stella di neutroni e della compagna in masse solari, $X = 0.7$ e $Y = 0.3$ sono le frazioni di massa di idrogeno ed elio, $\gamma \sim 1$ è la frazione di idrogeno ionizzato, $T_4 \approx 1$ è la temperatura della materia circumstellare in unità di $10^4 K$, ν_9 è la frequenza di osservazione in unità di $10^9 Hz$, $P_h = 0.73$ è il periodo orbitale in ore, $Ga(T^4, \nu_9, Z) = 1.00 + 0.48 (\lg T_4 - \lg Z) - 0.25 \lg \nu_9$ è un fattore che tiene conto della dipendenza del fattore di Gaunt³dalla temperatura T , dal numero atomico Z e dalla frequenza ν e $F(m_1, m_2) = 1 - 0.462 m_2/(m_1 + m_2) \approx 1$.

Si calcola che per una frequenza di osservazione pari a $8.5 GHz$ ($\nu_9 = 8.5$), $\tau_{ff} = 0.07$, mentre per una frequenza di $6.6 GHz$ ($\nu_9 = 6.6$), $\tau_{ff} = 0.14$ (notiamo anche che, se l'osservazione fosse stata effettuata ad un frequenza di $1.4 GHz$, avremmo ottenuto un valore della profondità ottica di *free-free* pari a $\tau_{ff} \approx 10$, molto più grande e tale da determinare l'assorbimento totale del segnale anche per luminosità X inferiori a quelle osservate in *outburst*). Il fatto di aver adottato frequenze di osservazione così elevate ci ha dunque permesso di superare il problema dell'eventuale materia circumstellare.

A riprova di quanto appena mostrato, ricordando l'Equazione 1.2 e sostituendola nella 5.7, possiamo stimare il valore del tasso di trasferimento \dot{M}_{τ_1} del materiale circostante necessario per far sì che la profondità ottica assuma un valore unitario, cioè tale per cui un segnale sia completamente schermato. Si ottiene $\dot{M}_{\tau_1} = 1.1 \times 10^{-9} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$, per una frequenza di osservazione di $8.5 GHz$, e $\dot{M}_{\tau_1} = 8.2 \times 10^{-10} M_{\odot} \cdot yr^{-1}$, per una frequenza di osservazione di $6.6 GHz$.

Per l'Eq. 1.7, possiamo stabilire che tali valori del tasso di trasferimento risultano notevolmente elevati, indubbiamente non compatibili con quelli riscontrati nelle LMXB in fase di quiescenza e comunque maggiori di quelli osservati in *outburst* per XTE J0929-314.

In realtà, in fase di quiescenza, può capitare che il tasso di materia trasferito dalla compagna sia anche maggiore di quello in *outburst* senza però che la materia venga accresciuta sulla stella di neutroni. Per capire cosa accade, occorre considerare il comportamento delle varie pressioni in gioco nel sistema: la pressione del gas in trasferimento dalla compagna, quella magnetosferica e quella di radiazione di dipolo emessa dalla radiopulsar (considerando che sia

³Il fattore di Gaunt è un termine correttivo che tiene conto di aspetti quanto-meccanici per la profondità ottica di *free-free*, calcolato da J.A.Gaunt.

accesa). In fase di *outburst* $R_M < R_{CO}$ e la pressione del gas in trasferimento riesce a superare quella della magnetosfera provocando, così l'accrescimento, ma ciò avviene in assenza dell'emissione della radiazione alle frequenze radio. Quando però il tasso di accrescimento decresce abbastanza da permettere l'accensione della radio pulsar (quando cioè il tasso di accrescimento \dot{M} è tale per cui $R_M > R_{LC}$), allora entra in gioco anche la pressione di radiazione della pulsar che, per raggi maggiori di R_{LC} è sempre maggiore della pressione della magnetosfera. La pressione da contrastare per uscire dallo stato di quiescenza è dunque maggiore di quella solo magnetosferica presente alla fine dell'*ourburst*. In questa situazione può verificarsi dunque che, nonostante il tasso di trasferimento di massa cresca nuovamente riportandosi ai valori prossimi a quelli di *ourburst*, la radio pulsar rimanga accesa contrastando l'accrescimento sulla superficie della stella di neutroni.

Nel caso in cui questo fenomeno si verificasse, la propagazione del segnale radio potrebbe essere impedita dall'assorbimento di *free-free* nonostante, appunto, il meccanismo di emissione radio sia attivo.

Vediamo ora più in dettaglio l'andamento delle pressioni sopra citate e osserviamo più precisamente quali meccanismi possono entrare in gioco a causa della interazione tra queste grandezze. Nel grafico di Figura 5.11 sono visualizzate la pressione del gas in trasferimento in fase di *outburst* (linea continua sottile), cioè per tassi di accrescimento \dot{M}_{out} normalmente molto maggiori di \dot{M}_{τ_1} , così non è nel caso di XTE J0920-314, come visto, e in fase di quiescenza (linea tratteggiata). La linea continua spessa rappresenta l'andamento della pressione della magnetosfera alle distanze $r \leq R_{LC}$, mentre per $r \geq R_{LC}$ è rappresentata allo stesso modo la pressione di radiazione della radiopulsar.

Si può notare che la pressione di radiazione di dipolo emessa dalla radio pulsar supera la pressione del gas a $r \geq R_{LC}$. Affinché una nuova fase di accrescimento e dunque un nuovo *outburst* abbia inizio, è necessario che a $r = R_{L1}$, al punto cioè da cui giunge la materia persa dalla stella compagna, la pressione del gas torni ad essere maggiore della pressione della radiazione di dipolo. Per sistemi più larghi (con $P_{orb} \gtrsim 2h$) il raggio R_{STOP} di equilibrio tra la pressione della radiazione e la pressione del gas per $\dot{M} = \dot{M}_{out}$ è minore di R_{L1} . Ciò significa che sarà necessario un tasso di accrescimento $\dot{M} \gg \dot{M}_{out}$ perché un

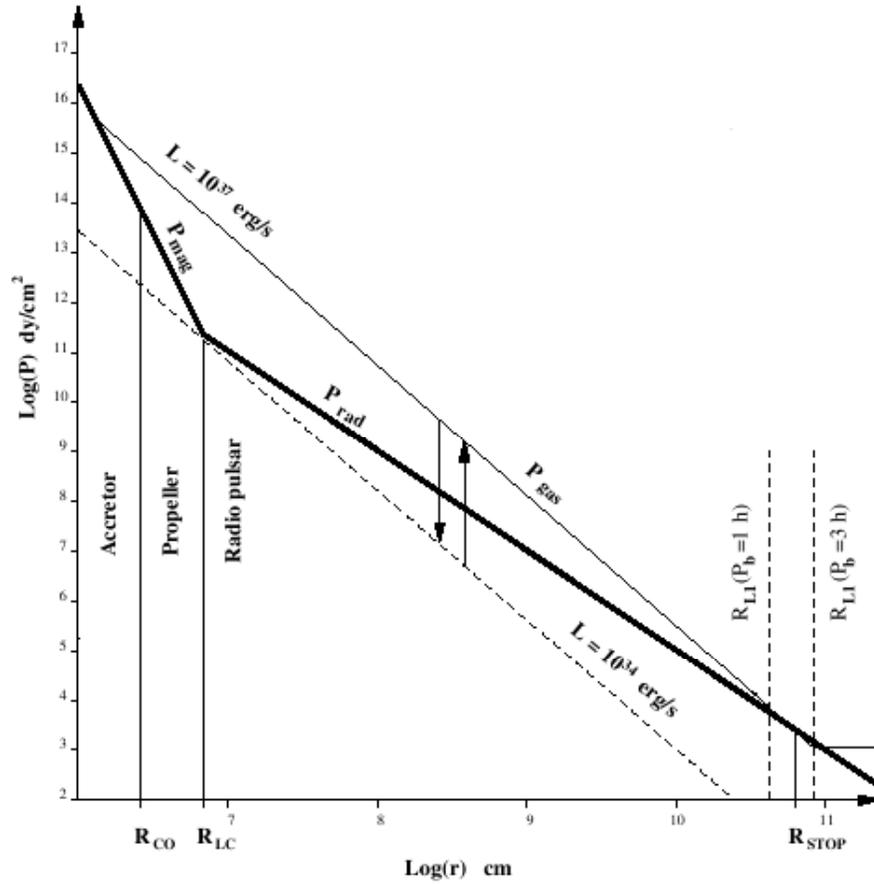


Figura 5.11: Andamento delle pressioni del gas in trasferimento, della magnetosfera e della radiazione di dipolo emessa da una radiopulsar in una LMXB. R_{L1} e R_{L2} si riferiscono al raggio del punto lagrangiano interno rispettivamente nel caso di sistemi stretti ($P_{orb} = 1^h$) e più larghi ($P_{orb} = 3^h$), mentre R_{STOP} individua il punto in cui la pressione del gas in *outburst* uguaglia quella della radiazione (sistemi con $P_{orb} \approx 2^h$).

nuovo *outburst* abbia inizio. Per sistemi stretti (come XTE J0929-314), invece, R_{STOP} è maggiore di R_{L1} , il che indica che basta un tasso di trasferimento $\dot{M} \lesssim \dot{M}_{out}$ perché la radio pulsar si spenga e inizi un nuovo *outburst* (perché a R_{L1} , in *outburst*, la pressione del gas risulta maggiore di quella della radiazione).

Nel caso di XTE J0929-314 dunque si ha che il tasso di trasferimento in quiescenza sarà sicuramente inferiore a \dot{M}_{out} e a \dot{M}_{τ_1} (mentre per un sistema più largo si può avere che il tasso di trasferimento in quiescenza superi quello in *outburst*). Ciò ci permette di concludere che l'assorbimento *free-free* è una causa del tutto trascurabile della mancata rivelazione del segnale, perché si

potrebbe raggiungere una profondità ottica di *free-free* pari a 1 solo se il tasso di trasferimento del materiale \dot{M} dal lobo di Roche della compagna uguagliasse o superasse il valore \dot{M}_{τ_1} qui stimato, che è risultato essere maggiore di \dot{M}_{out} e dunque tale da provocare un nuovo *outburst*.

Conclusioni e sviluppi futuri

Lo scopo di questa tesi è stato quello di ricercare un segnale radio pulsato dalla pulsar X al millisecondo XTE J0929-314. Tale ricerca rientra nel contesto dello studio dell'evoluzione delle stelle di neutroni che fanno parte di un sistema binario in cui la stella compagna è una stella di piccola massa che riempie il proprio lobo di Roche promuovendo in tal modo il trasferimento di massa alla stella di neutroni.

La rivelazione di un segnale radio nella fase di quiescenza di un transiente X, sarebbe in grado di comprovare il modello di *recycling* e di stabilire che le pulsar X al millisecondo sono in effetti le progenitrici delle radio pulsar al millisecondo.

L'indagine sulle osservazioni radio di XTE J0929-314 in quiescenza, effettuate al radiotelescopio di Parkes (NSW, Australia) alle frequenze di 6.6 GHz e 8.5 GHz, è stata sostanzialmente effettuata in 3 parti:

- la dedispersione, ossia l'eliminazione dell'effetto del mezzo interstellare interposto tra noi e la sorgente all'interno della banda di osservazione;
- il “deorbitamento”, cioè la rimozione degli effetti del moto orbitale del sistema binario di cui fa parte la nostra sorgente (oltre che del sistema solare);
- il folding o “impacchettamento” della serie temporale al fine di amplificare il rapporto segnale/rumore.

Si sono dunque prodotti dei grafici dal cui esame è stato possibile verificare la presenza o l'assenza del segnale radio cercato.

L'indagine effettuata ci ha permesso di concludere che nessun segnale radio pulsato è presente nei dati analizzati e di fissare un limite superiore al flusso pari a 0.026 mJy per la frequenza 6.6 GHz e 0.068 mJy per 8.5 GHz.

Si sono dunque indagati tre possibili fattori che possono aver impedito l'osservazione del segnale radio:

- ★ l'assorbimento *free-free* che potrebbe aver impedito la propagazione del segnale. Per gli studi fatti si può in realtà ritenere trascurabile questo fattore, in quanto per avere un assorbimento tale da schermare completamente il segnale, alle frequenze cui sono state fatte le osservazioni qui riportate, il valore del tasso di trasferimento della materia nel sistema dovrebbe essere dello stesso ordine di grandezza di quello di accrescimento in *outburst*;
- ★ il fattore geometrico, ossia il fatto che il cono di emissione radio non interseca la nostra linea di vista: questa ipotesi ha una probabilità del $\approx 40\%$;
- ★ la scarsa luminosità intrinseca di questa sorgente alle frequenze di osservazione: questa è l'ipotesi più probabile, in quanto si ha una probabilità del $\approx 90\%$ di osservare una pulsar con un valore di luminosità inferiore al limite superiore raggiunto per XTE J0929-314 con le osservazioni a 8.5 GHz e del $\approx 95\%$ per quelle a 6.6 GHz .

Alla luce di quanto appena esposto, per poter superare le limitazioni che ci hanno impedito di evidenziare un segnale radio pulsato dalla sorgente XTE J0929-314, si potrebbe pensare di effettuare delle osservazioni ad una frequenza inferiore rispetto a quella a cui sono state effettuate le osservazioni trattate in questo lavoro di tesi. Infatti, dal momento che il flusso $S(\nu) \propto \nu^{-1.7}$, a valori di frequenza inferiori si ottengono valori del flusso maggiormente elevati. Occorre considerare, però l'effetto dell'assorbimento *free-free*, che diventa sempre più importante a frequenze più basse. Per un tasso di trasferimento di materia pari a quello di *outburst*, che, come mostrato in §5.3.3, è sicuramente un limite superiore alla materia espulsa dalla stella compagna in quiescenza, per la sorgente in analisi, si calcola che il limite superiore in frequenza, per un valore di $\tau_{ff} = 1$ è pari a 3.1 GHz .

Appendice A

Alcune costanti astronomiche e fisiche

Costanti astronomiche e fisiche

Massa solare	$M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33} \text{ g}$
Luminosità solare	$L_{\odot} = 3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
Raggio solare	$R_{\odot} = 6.9599 \times 10^{10} \text{ cm}$
Temperatura efficace solare	$T_{\odot} = 5770 \text{ K}$
Anno luce	$ly = 9.4605 \times 10^{17} \text{ cm}$
Parsec	$pc = 3.0857 \times 10^{18} \text{ cm}$ $= 3.2616 \text{ ly}$
Costante gravitazionale	$G = 6.67259 \times 10^{-8} \text{ dyne cm}^2 \text{ g}^{-2}$
Velocità della luce	$c = 2.99792 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
Costante di Stefan-Boltzmann	$\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$
Massa del neutrone	$m_n = 1.675 \times 10^{-24} \text{ g}$
Massa dell'idrogeno	$m_H = 1.674 \times 10^{-24} \text{ g}$

Appendice B

Il Programma Fortran Rebin.f

```
program rebin

implicit none

c   programma che somma a due a due una serie di dati divisi
c   in blocchi da n byte e li riscrive riassociandoli in
c   blocchi sempre da n byte. Si applica al file dedisperso
c   nel quale 1 blocco vale (49152*8)/numchan

integer i,k,n,m,p,j,s,r,t,q,nchan_hd,blk_cntr_hd,samp_blk
integer hdu,istat,ll,norder_data_new,norder_data
character*80 fileded
parameter(n=49152,hdu=11)
byte a(n),b(n)

c   nchan_hd = numero canali
c   blk_cntr_hd = numero blocchi totale
c   samp_blk = numero di campionamenti per blocco

write (*,*) 'Filename (with ext):'
read*, fileded

call write_newheader(fileded,hdu,samp_blk,istat)
ll=index(fileded, '.')-1
open(unit=1, file=fileded(1:ll)//'.DDM',status='unknown',
+   form='unformatted',access='direct',recl=samp_blk)

read(fileded(1:ll), '(17x,i2)')norder_data
norder_data_new = norder_data -1
write (fileded(18:19), '(i2)')norder_data_new
open(unit=2, file=fileded(1:ll)//'.DDM',status='unknown',
+   form='unformatted',access='direct',recl=samp_blk)
```

```
do 30 t=1,blk_cntr_hd-1,2
  q=t+1

  do 20 s=t,q
    read (1,err=111,rec=s) (a(i),i=1,samp_blk)

    do 10 k=2,samp_blk,2
      p=k/2
      r=(s-t)*(samp_blk/2)+p
      b(r)=int((real(a(k-1))+real(a(k)))/2.0d0)
10    continue
      write (2,rec=(t+1)/2) (b(j),j=1,samp_blk)

20    continue

30    continue

111 continue

stop
end
```

Appendice C

La Trasformata di Fourier

C.1 Trasformata di Fourier

Un processo fisico periodico può essere descritto sia in un dominio temporale, dai valori di una certa quantità funzione del tempo $h(t)$, sia nel dominio delle frequenze, dove viene caratterizzato da una funzione della frequenza $H(f)$ con $-\infty < f < +\infty$. $H(f)$ è una quantità complessa che comprende l'ampiezza e la fase. È utile considerare $h(t)$ e $H(f)$ come due differenti rappresentazioni della stessa funzione e passare dall'una all'altra attraverso le equazioni della trasformata di Fourier:

$$H(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)e^{2\pi ift} dt \quad (\text{C.1})$$

$$h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} H(f)e^{-2\pi ift} df \quad (\text{C.2})$$

Quando abbiamo a che fare con un processo fisico periodico di cui si conosce l'andamento temporale, la trasformata di Fourier definisce l'involuppo delle frequenze necessarie a descrivere l'andamento periodico, il cosiddetto spettro di Fourier.

C.2 Proprietà

Linearità

La trasformata di Fourier è un'operazione lineare per cui la trasformata della somma di due funzioni è uguale alla somma delle trasformate e la trasformata di una costante per la funzione è uguale alla costante per la trasformata della funzione.

Potenza totale

La potenza totale di un segnale (potenza spettrale) è definita dal teorema di Parseval e non cambia se viene calcolata nel dominio dei tempi o delle frequenze:

$$POTENZA\ TOTALE = \int_{-\infty}^{+\infty} |h(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |H(f)|^2 df$$

Nelle situazioni più comuni la funzione $h(t)$ è campionata ad intervalli di tempo equispaziati. Se con Δ indichiamo l'intervallo di tempo tra due campioni consecutivi, la sequenza dei valori campionati è del tipo:

$$h_n = h(n\Delta) \quad \text{con } n = \dots, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, \dots$$

Frequenza di Nyquist

L'inverso dell'intervallo di tempo Δ è chiamato frequenza di campionamento e rappresenta, se Δ è misurato in secondi, il numero di campioni registrati in un secondo. Per ogni intervallo di tempo Δ si definisce una speciale frequenza f_c , chiamata frequenza critica di *Nyquist*, data da:

$$f_c = \frac{1}{2\Delta} \quad (\text{C.3})$$

Una funzione continua $h(t)$, campionata con un intervallo Δ , risulta completamente determinata dalla serie dei suoi campioni h_n se la sua ampiezza di banda è limitata per frequenze minori di f_c , cioè se $H(f) = 0$ per ogni $|f| \geq f_c$ (teorema del campionamento).

Dal punto di vista pratico la trasformata di Fourier viene applicata a funzioni definite da un numero finito di campioni che si suppone descrivano l'andamento per ogni intervallo di tempo. Per N campioni consecutivi con una frequenza di campionamento Δ , si ha:

$$h_k \equiv h(t_k), \quad t_k = k\Delta \quad \text{con } k = 0, 1, 2, \dots, N - 1$$

N valori di input possono produrre al massimo N valori indipendenti di output cosicché la trasformata di Fourier $H(f)$ non viene calcolata per tutti i valori di f nell'intervallo $(-f_c, f_c)$ ma solo per i valori discreti

$$f_n \equiv \frac{n}{N\Delta}, \quad n \equiv -\frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2}$$

, Gli estremi di n corrispondono esattamente ai limiti inferiore e superiore dell'intervallo della frequenza critica di Nyquist e non sono valori indipendenti.

Dal punto di vista strettamente computazionale la trasformata discreta di Fourier richiede un numero di operazioni tra numeri complessi nell'ordine di N^2 . In realtà le N^2 operazioni possono essere ridotte a $N \lg_2 N$ grazie ad un algoritmo che prende il nome di trasformata veloce di Fourier (FFT) e che consente un notevole risparmio di tempo di calcolo. L'unica limitazione di questo metodo deriva dal fatto che il numero N originale deve essere una potenza di due.

Appendice D

Il satellite Rossi X-Ray Timing Explorer

D.1 RXTE - Rossi X-Ray Timing Explorer

La scoperta della pulsar X al millisecondo XTE J0929-314 è stata effettuata da RXTE (Rossi X-Ray Timing Explorer), un satellite lanciato dalla NASA nel 1995, che contiene al suo interno diversi strumenti. Il Rossi X-Ray Timing Explorer è stato dedicato al Prof. Bruno Rossi per il suo contributo all'astronomia X ed alla fisica dei plasmi spaziali ed il suo scopo principale è quello di studiare le variazioni temporali delle emissioni X su tempi scala da $1\mu s$ fino a svariati anni.

I rivelatori trasportati da questo satellite sono tre (Bradt et al. 1993):

- ★ il **PCA**, *Proportional Counter Array*
- ★ l'**HEXTE**, *Hight Energy X-Ray Timing Experiment*
- ★ l'**ASM**, *All Sky Monitor*

Il **PCA** è il più grande contatore proporzionale situato all'interno di un satellite. È costituito da un'insieme di cinque contatori proporzionali (PCU - Proportional Counter Units) coallineati per un'area totale di ricezione di $6250cm^2$ ed un campo di vista, delimitato dai collimatori sovrastanti, di 1° FWHM. Il PCA di RXTE è sensibile a fotoni di energia compresa tra $\sim 2keV$ e $\sim 100keV$ e la sua risoluzione temporale è estremamente elevata, $\sim 1\mu s$, in accordo con lo scopo della missione. A causa dell'ampia area di ricezione del segnale il numero di conteggi risulta estremamente elevato, rendendo impossibile la trasmissione immediata dei dati alla Terra. Per tale ragione i dati del PCA vengono processati da un computer a bordo, denominato EDS (Experiment Data System), che seleziona le informazioni desiderate e le trasmette.

L'**HEXTE** è costituito da quattro rivelatori a scintillazione, due cristalli di NaI(Tl) - CsI(Na), che coprono la banda energetica $20 - 200keV$. L'**HEXTE** è allinato al PCA durante il puntamento, ma si posiziona ogni $\sim 15s$ fuori puntamento per permettere una contemporanea misura del fondo. Il suo scopo è quello di misurare le variazioni temporali della componente dura delle sorgenti X osservate.

L'**ASM** è, invece, uno strumento in grado di produrre immagini, essendo costituito da tre camere ad ombra rotanti (SSC, Scanning Shadow Camera).

Ogni camera è essenzialmente costituita da un contatore proporzionale sovrastato da una griglia di collimazione che consente di ottenere immagini con una risoluzione di 0.2° . Il campo di vista di ogni SSC è di $6^\circ \times 90^\circ$, mentre la sensibilità è nella banda $2 - 10\text{keV}$. L'ASM osserva la maggior parte del cielo ogni ora e mezza. Ad ogni rivelazione di qualche variazione di rilievo di una sorgente ritenuta interessante o di una nuova sorgente, l'unico telescopio, costituito dal PCA e da HEXTE, viene ripuntato sulla posizione indicata dal ASM, consentendo misurazioni ad elevata risoluzione spettrale e temporale.

Bibliografia

- [1] J. D. Biggs and A. G. Lyne. A search for radio pulsars in globular clusters, supernova remnants, and transient x-ray sources. *MNRAS*, 282:691–698, 1996. update previous entry.
- [2] H. V. Bradt, R. E. Rothschild, and J. H. Swank. X-ray timing explorer mission. 97:355–360, January 1993.
- [3] L. Burderi, A. Possenti, F. D’Antona, T. Di Salvo, M. Burgay, L. Stella, M. T. Menna, R. Iaria, S. Compagna, and N. D’Amico. Where may ultrafast rotating neutron stars be hidden? *ApJ*, 560:L71–L74, 2001.
- [4] M. Burgay, L. Burderi, A. Possenti, N. D’Amico, R. N. Manchester, A. G. Lyne, F. Camilo, and S. Campana. A Search for Pulsars in Quiescent Soft X-Ray Transients. I. *ApJ*, 589:902–910, June 2003.
- [5] D. Chakrabarty. Millisecond Pulsars in Low-Mass X-Ray Binaries. In L. Burderi, L. A. Antonelli, F. D’Antona, T. di Salvo, G. L. Israel, L. Piersanti, A. Tornambè, and O. Straniero, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, pages 71–80, October 2005.
- [6] G. W. Clark, F. K. Li, C. Canizares, S. Hayakawa, G. Jernigan, and W. H. G. Lewin. Further observations of recurrent X-ray bursts from the globular cluster NGC 6624. *MNRAS*, 179:651–658, June 1977.
- [7] J. M. Cordes and T. J. W. Lazio. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations. 2002. <http://xxx.lanl.gov/abs/astro-ph/0207156>.
- [8] R. T. Emmering and R. A. Chevalier. The intrinsic luminosity and initial period of pulsars. *ApJ*, 345:931–938, 1989.

- [9] J. Frank, A. King, and D. J. Raine. *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*. Accretion Power in Astrophysics, by Juhan Frank and Andrew King and Derek Raine, pp. 398. ISBN 0521620538. Cambridge, UK: Cambridge University Press, February 2002., February 2002.
- [10] D. K. Galloway, D. Chakrabarty, E. H. Morgan, and R. A. Remillard. Discovery of a High-Latitude Accreting Millisecond Pulsar in an Ultracompact Binary. *ApJ*, 576:L137–L140, September 2002.
- [11] D. K. Galloway, C. B. Markwardt, E. H. Morgan, D. Chakrabarty, and T. E. Strohmayer. Discovery of the Accretion-powered Millisecond X-Ray Pulsar IGR J00291+5934. *ApJ*, 622:L45–L48, March 2005.
- [12] A. B. Giles, J. G. Greenhill, K. M. Hill, and E. Sanders. The optical counterpart of XTE J0929-314: the third transient millisecond X-ray pulsar. *MNRAS*, 361:1180–1186, August 2005.
- [13] M. Gilfanov, M. Revnivtsev, R. Sunyaev, and E. Churazov. The millisecond x-ray pulsar/burster sax j1808.4–3658: the outburst light curve and the power law spectrum. *A&A*, 338:83, 1998.
- [14] P. Goldreich and W. H. Julian. Pulsar electrodynamics. *ApJ*, 157:869–880, 1969.
- [15] A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins. Observation of a rapidly pulsating radio source. *Nature*, 217:709–713, 1968.
- [16] M. Jahan Miri. Magnetic and spin evolution of pulsars. *MNRAS*, 283:1214–1226, December 1996.
- [17] M. Jahan Miri and D. Bhattacharya. Magnetic Evolution of Neutron Stars in Wide Low-Mass Binary Systems. *MNRAS*, 269:455–+, July 1994.
- [18] A. M. Juett, D. K. Galloway, and D. Chakrabarty. X-Ray Spectroscopy of the Accreting Millisecond Pulsar XTE J0929-314 in Outburst. *ApJ*, 587:754–760, April 2003.

- [19] P. Kaaret, E. H. Morgan, R. Vanderspek, and J. A. Tomsick. Discovery of the Millisecond X-Ray Pulsar HETE J1900.1-2455. *ApJ*, 638:963–967, February 2006.
- [20] M. I. Krauss, Z. Wang, A. Dullighan, A. M. Juett, D. L. Kaplan, D. Chakrabarty, M. H. van Kerkwijk, D. Steeghs, P. G. Jonker, and C. B. Markwardt. The X-Ray Position and Optical Counterpart of the Accretion-powered Millisecond Pulsar XTE J1814-338. *ApJ*, 627:910–914, July 2005.
- [21] S. R. Kulkarni, E. S. Phinney, C. R. Evans, and G. Hasinger. X-ray detection of the eclipsing millisecond pulsar PSR 1957+20. *Nature*, 359:300–302, 1992.
- [22] W. H. G. Lewin, J. Van Paradijs, and R. E. Taam. X-ray bursts. In W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, and E. P. J. van den Heuvel, editors, *X-Ray Binaries*, pages 175–232, Cambridge, 1995. Cambridge University Press.
- [23] M. Linares, M. van der Klis, D. Altamirano, and C. B. Markwardt. Discovery of Kilohertz Quasi-periodic Oscillations and Shifted Frequency Correlations in the Accreting Millisecond Pulsar XTE J1807-294. *ApJ*, 634:1250–1260, December 2005.
- [24] D. R. Lorimer. Binary and Millisecond Pulsars at the New Millenium. *Living Reviews in Relativity*, 2001. <http://www.livingreviews.org/Articles/Volume4/2001-5lorimer>.
- [25] A. G. Lyne and R. N. Manchester. The shape of pulsar radio beams. *MNRAS*, 234:477–508, 1988.
- [26] M.Ã. McLaughlin and J.Ã. Cordes. Searches for giant pulses from extragalactic pulsars. *ApJ*, 596:982–996, 2003.
- [27] M. A. McLaughlin, A. G. Lyne, D. R. Lorimer, M. Kramer, A. J. Faulkner, R. N. Manchester, J. M. Cordes, F. Camilo, A. Possenti, I. H. Stairs, G. Hobbs, N. D’Amico, M. Burgay, and J. T. O’Brien. Transient radio bursts from rotating neutron stars. *Nature*, 439:817–820, February 2006.

- [28] S. S. Murray, P. O. Slane, F. D. Seward, S. M. Ransom, and B. M. Gaensler. Discovery of x-ray pulsations from the compact central source in the supernova remnant 3c 58. *ApJ*, 568:226–231, 2002.
- [29] D. Psaltis and D. Chakrabarty. The Disk-Magnetosphere Interaction in the Accretion-powered Millisecond Pulsar SAX J1808.4-3658. *ApJ*, 521:332–340, August 1999.
- [30] J. M. Rankin. Toward an empirical theory of pulsar emission. I. Morphological taxonomy. *ApJ*, 274:333–358, 1983.
- [31] S. A. Rappaport, J. M. Fregeau, and H. Spruit. Accretion onto Fast X-Ray Pulsars. *ApJ*, 606:436–443, May 2004.
- [32] M. P. Rupen, V. Dhawan, and A. J. Mioduszewski. XTE J0929-314. 7893:2–+, May 2002.
- [33] J. H. Taylor and J. M. Cordes. Pulsar distances and the Galactic distribution of free electrons. *ApJ*, 411:674–684, 1993.
- [34] V. Urpin, U. Geppert, and D. Konenkov. Magnetic and spin evolution of neutron stars in close binaries. *MNRAS*, 295:907–920, April 1998.
- [35] Y.-M. Wang. Disc accretion by magnetized neutron stars - A reassessment of the torque. 183:257–264, September 1987.
- [36] Y.-M. Wang. On the Torque Exerted by a Magnetically Threaded Accretion Disk. *ApJ*, 449:L153+, August 1995.
- [37] Y.-M. Wang. Location of the Inner Radius of a Magnetically Threaded Accretion Disk. *ApJ*, 465:L111+, July 1996.
- [38] R. Wijnands, J. Homan, C. O. Heinke, J. M. Miller, and W. H. G. Lewin. Chandra Observations of the Accretion-driven Millisecond X-Ray Pulsars XTE J0929-314 and XTE J1751-305 in Quiescence. *ApJ*, 619:492–502, January 2005.

Ringraziamenti

Vorrei ringraziare il mio relatore di tesi, Prof. Luciano Burderi, per avermi dato l'opportunità di svolgere questo lavoro di tesi, ma anche per essere stato più Luciano Burderi che Prof. e per non avermi fatto laureare il 30 Maggio del 2007. Ancor di più voglio ringraziare Marta e Andrea per avermi seguito così costantemente, a volte anche se dall'altra parte del mondo. Un grazie anche ad Alessandro per tutte le domande a cui ha risposto (e anche perché ora posso scrivere U).

Le persone che mi sono state vicine e che vorrei ringraziare sono tante, prima di tutto grazie ai miei genitori, Celina e Rosario, perché io più (e a discapito) di tutti ho pesato su di loro. Grazie ad Evelina e Alberto per aver messo al mondo due angeli, grazie a Mary che ha sempre una maglietta da prestare nei momenti di crisi e una medicina da prescriverti quando nei hai bisogno. Grazie ad Andrea che ha sempre una battuta per farti sorridere e grazie a Samuel, il mio gestore di sistema personale e anche perché so che ha ragione quando vuole la macchina (ma non ti illudere...!).

Grazie a Paolo perché sa tutto!

Grazie a Raffa per tutto l'aiuto e perchè mi fa ridere un sacco. Grazie a Chicco e Cioccio per essere così Chicco e Cioccio (O). Grazie a Betty che ha condiviso con me tutti questi anni di università (proprio tutti). Grazie a Manuela assieme a cui ho vissuto i mesi passati in osservatorio... Grazie a Barbara perchè riesce sempre a portare una ventata di allegria.

Grazie a Simona e Roberta le mie "3^a e 4^a sorelle".

Non dimentico inoltre Isa, Alessandra, Marianna, Carla, Laura, Rosita, grazie perché ognuna di voi è riuscita a farmi sentire importante.

Infine, ma non per ultimo, un ringraziamento veramente speciale è tutto per Mariano, per avermi sopportato nei periodi di sclero totale, per la sicurezza

che riesce ad infondermi, ma soprattutto perché è lui!