



Università degli Studi di Cagliari

FACOLTÀ DI SCIENZE
Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA TRIENNALE

LA PULSAR AD ECLISSE PSR J1723-2837

Laureando:
Gemma Artizzu

Relatore:
Pof. Luciano Burderi

Correlatori:
Dott.ssa Marta Burgay
Dott. Andrea Possenti

*A mamma, papà
ed Alessandro*

Indice

Indice	iii
Introduzione	1
1 Pulsar ad eclisse	3
1.1 Pulsar	3
1.2 Pulsar Binarie	9
1.3 Pulsar ad eclisse	11
1.3.1 Black Widow	12
1.3.2 Redback	12
1.3.3 Caratteristiche generali delle black widow e delle redback	13
2 Metodi di analisi	15
2.1 Effetti della propagazione nel mezzo interstellare	15
2.2 De-dispersione	17
2.3 Folding	18
2.4 Codici utilizzati	19
3 PSR J1723-2837	21
3.1 Scoperta e prime osservazioni	21
3.2 Il sistema in banda ottica	23
3.3 Il sistema in banda X e γ	23
4 L'analisi dati di PSR J1723-2837	25
4.1 I dati	25
4.2 Analisi del profilo integrato	26
4.3 Curva di luce	30
4.4 Analisi degli impulsi singoli intensi	33
5 Analisi dei risultati	35
5.1 Analisi della curva di luce radio	35
5.2 Assorbimento del segnale radio	36
5.3 Confronto delle osservazioni in banda radio e X	37

5.3.1	Curve di luce	37
5.3.2	Impulsi singoli	38
5.4	Sviluppi futuri	38
	Bibliografia	41

Introduzione

In questo lavoro di tesi viene studiata la pulsar al millisecondo binaria ad eclisse PSR J1723-2837, tramite l'analisi dei dati presi con il telescopio di Green Bank (West Virginia) nel 2011. Lo studio è articolato in tre fasi al fine di determinare e rappresentare il profilo integrato della pulsar, determinare la curva di luce e ricercare ed analizzare gli impulsi singoli particolarmente intensi. Questa analisi si inserisce nello studio delle problematiche connesse ai fenomeni di eclisse occorrenti in alcuni sistemi comprendenti una pulsar e una stella compagna non degenere. In particolare, sebbene siano noti due dozzine di sistemi di questa natura, ancora oggi non è chiaro quale sia il meccanismo fisico preciso che produce le eclissi. Inoltre la determinazione delle proprietà del gas eclissante (densità, temperatura, etc) è un ingrediente per indagare la perdita di massa dalla stessa compagna e la eventuale trasformazione di queste pulsar binarie in pulsar isolate. Per poter rispondere a queste domande servono osservazioni a varie lunghezze d'onda di numerosi sistemi. Il presente lavoro si focalizza su dati radio a 2000 MHz di una di queste binarie, dati che verranno combinati in seguito con osservazioni ad altre frequenze radio e in altre bande dello spettro elettromagnetico.

La tesi è strutturata nel modo seguente:

- Capitolo 1: è il capitolo in cui si presentano in generale le pulsar, i sistemi binari e le pulsar eclissanti;
- Capitolo 2: è il capitolo che comprende una descrizione dei principali effetti che distorcono il segnale proveniente dalle pulsar e una descrizione dei principali codici utilizzati nel lavoro di tesi;
- Capitolo 3: è il capitolo in cui si descrive la pulsar presa il esame, ovvero PSR J1723-2837, riportando sia le sue caratteristiche fisiche e sia quelle del sistema che costituisce insieme alla sua stella compagna;
- Capitolo 4: è il capitolo in cui viene presentata l'analisi dati di PSR J1723-2837;
- Capitolo 5: è il capitolo conclusivo, in cui vengono discussi i risultati ottenuti dall'analisi dati e gli eventuali sviluppi futuri.

Capitolo 1

Pulsar ad eclisse

1.1 Pulsar

Le pulsar (*PULS*ating *Radio sources*) sono delle particolari stelle di neutroni magnetizzate e che ruotano velocemente; esse sono osservabili grazie all'emissione radio che risulta pulsata a causa del fatto che è anisotropa (tipicamente confinata in due fasci conici coassiali con l'asse magnetico) e che il campo magnetico e l'asse di rotazione non sono allineati tra loro. Si osserva un impulso ogni volta che l'asse magnetico attraversa la linea di vista dell'osservatore (*effetto faro*). Queste stelle si formano dall'esplosione di supernova di una stella massiva, giunta ormai al termine della sua vita come fornace nucleare.

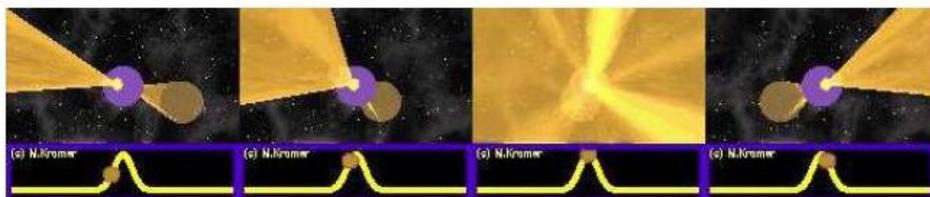


Figura 1.1: Rappresentazione dell'effetto faro (Kramer)

Le stelle di neutroni sono stelle “compatte”. Infatti le loro masse (misurabili quando la stella è orbitata da una compagna con caratteristiche astrofisiche opportune) si aggirano fra $1.25M_{\odot}$ e $2M_{\odot}$, mentre i raggi sono dell'ordine dei $7 - 16km$. Una misura “diretta” e precisa dei raggi non è al momento ancora possibile, ma, appellandosi a considerazioni teoriche Lattimer *et al.*(1990) e Glendenning (1992) derivarono un limite inferiore e uno superiore per il raggio della stella di neutroni:

$$R_{min} \simeq 1.5R_S = \left(\frac{3GM}{c^2} \right) = 6.2km \left(\frac{M}{2M_{\odot}} \right) \quad (1.1.1)$$

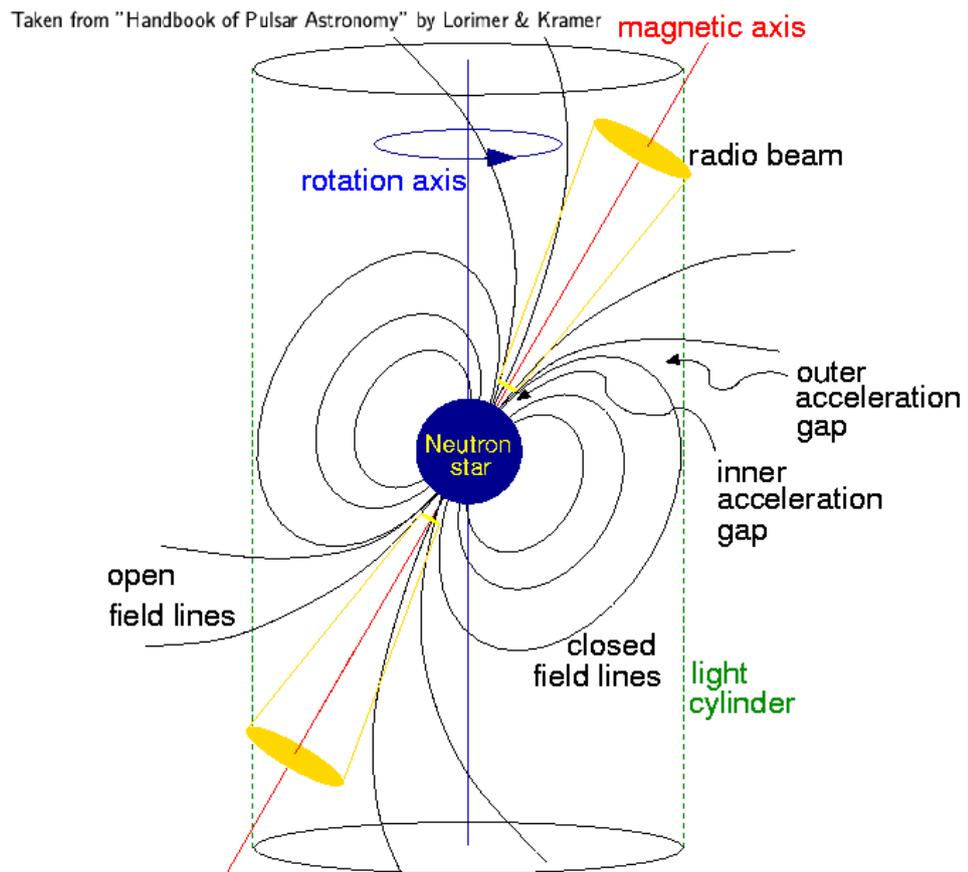


Figura 1.2: Modello per una stella di neutroni ruotante (Lorimer et Kramer, 2005)

$$R_{max} \simeq \left(\frac{GMP^2}{4\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}} = 16.8km \left(\frac{M}{1.4M_{\odot}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{P}{ms} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1.1.2)$$

dove $R_S = \frac{2GM}{c^2}$ è il raggio di Schwarzschild, M la massa della stella, R il raggio della stella, G la costante di gravitazione universale e c la velocità della luce.

Anche il momento di inerzia risente di queste incertezze sui valori di massa e raggio. Esso è dato da $I = kMR^2$ e il suo valore "standard" $I = 10^{45} gcm^2$ è ottenuto assumendo i valori di massa e raggio per alcuni modelli teorici. Per quanto riguarda la struttura della stella di neutroni, essa in superficie è costituita da una crosta di nuclei di ferro e da un mare di elettroni degeneri, con densità $\rho \simeq 10^6 gcm^{-3}$. Man mano che si va sempre più all'interno la densità aumenta fino a quando elettroni e protoni, combinandosi insieme, formano dei neutroni che costituiscono il nucleo di una crosta interna. Procedendo ancora si arriva a densità sempre più elevate, dell'ordine di $\rho \simeq 2 \cdot 10^{14} gcm^{-3}$, in cui la crosta si dissolve e l'interno della stella è costituito da un superfluido di neutroni.

Lo strato di plasma che circonda la stella è chiamato magnetosfera della pulsar ed è caratterizzato da un forte campo magnetico. La magnetosfera è composta principalmente da elettroni e protoni; il campo magnetico fa in modo che sia presente anche un campo elettrico indotto $((\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B})$. Esso, per una perfetta sfera conduttrice, sarà bilanciato dal campo elettrico E della distribuzione di carica. In questo modo per un punto r all'interno della sfera si ha che:

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c}(\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B} = 0 \quad (1.1.3)$$

La distribuzione di carica associata a questo campo elettrico è data da:

$$\rho = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{2\pi c} \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{B} \quad (1.1.4)$$

Lo strato di plasma che si trova all'esterno della stella di neutroni è sottoposto allo stesso campo $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ come l'interno della stella ed è forzato a co-ruotare con la stella. La co-rotazione si mantiene solo entro una certa distanza per la quale la velocità del plasma raggiunge la velocità della luce. Questa distanza è chiamata raggio del cilindro luce:

$$R_{LC} = \frac{c}{\Omega} = \frac{cP}{2\pi} \simeq 4.77 \cdot 10^4 km \left(\frac{P}{s} \right) \quad (1.1.5)$$

e definisce una superficie chiamata appunto cilindro luce (*light cylinder*), che divide le linee di campo magnetico in due classi:

- le linee di campo chiuse (*closed field lines*), ovvero quelle linee di campo che restano racchiuse all'interno del cilindro luce e che possono co-ruotare con la stella;
- linee di campo aperte (*open field lines*), sono le linee di campo che "escono fuori" dal cilindro e che non possono più co-ruotare poichè avrebbero velocità maggiore di quella della luce. Esse delimitano la calotta polare nella superficie della stella, centrata sul polo magnetico da cui l'emissione radio diparte.

Alcune pulsar possono presentare un profilo dell'impulso costituito da un unico picco, mentre altre possono presentare due picchi o strutture con più componenti. Per quanto riguarda il fascio, per spiegare le proprietà del profilo osservato viene utilizzato un modello secondo il quale il fascio ha una forma conica ed è centrato nell'asse magnetico (Radhakrishnan & Cooke 1969, Komesaroff 1970). Secondo questo modello semi-euristico, il plasma fluisce dalla superficie lungo le linee di campo aperte, emettendo fotoni di energia progressivamente decrescente (dai raggi γ al radio) in una direzione tangenziale alle linee di campo aperte al punto di emissione (Lorimer e Kramer 2005). Quando la linea di vista di un osservatore lontano taglia il cono di emissione, si osserva un profilo costituito da una o due componenti, corrispondenti ai bordi del cono. Dato che alcuni profili presentano anche più di due componenti, il modello a struttura a cono è stato corretto tramite due nuovi modelli. Come si può osservare dalla figura, il modello a cono

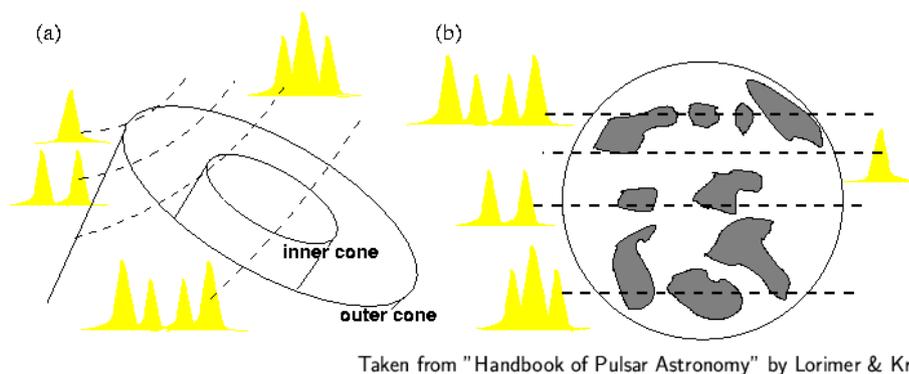


Figura 1.3: (a) modello a cono concentrici; (b) modello a macchie

concentrici è costituito da un cono cavo, all'interno del quale sono presenti altri cono concentrici (Rankin 1993; Gil et al. 1993). Mentre il modello a macchie si basa sul fatto che l'interno del fascio radio sia riempito in maniera casuale da regioni emittenti e che solo alcune zone della regione delle linee di campo aperte siano attive (Lyne & Manchester 1988).

Le pulsar sono delle deboli sorgenti radio, perciò gli impulsi singoli sono

osservabili soltanto per le sorgenti più forti. Gli impulsi possono avere delle forme diverse, che dipendono dalla dimensione e dalla struttura del fascio di emissione e dall'angolo tra la linea di vista dell'osservatore e il centro del fascio (Lorimer e Kramer 2005). Il profilo dell'impulso varia al variare della frequenza. Infatti si ha che per alcune pulsar l'ampiezza dell'impulso e la separazione delle varie componenti del profilo aumenta per basse frequenze, mentre per altre questo avviene in maniera ridotta. L'intensità del profilo dell'impulso si esprime attraverso la densità di flusso S , che si misura in Jansky ($1Jy \equiv 10^{-26} W m^{-2} Hz^{-1}$). Essa è legata alla frequenza tramite la relazione:

$$S = \nu^\alpha \quad (1.1.6)$$

dove ν è la frequenza osservata e α è l'indice spettrale, che ha valore usualmente compreso tra -4 e 0 . Come si può notare, in genere la densità di flusso diminuisce all'aumentare della frequenza.

L'emissione delle radio pulsar avviene a spese dell'energia cinetica rotazionale della stella di neutroni. Il periodo dell'impulso aumenta con il tempo e ad esso corrisponde una diminuzione dell'energia cinetica rotazionale E_{rot} della stella. Quindi si può affermare che l'incremento \dot{P} sarà legato al tasso di perdita di questa energia \dot{E} (*spin-down luminosity*), secondo la seguente relazione:

$$\dot{E} \equiv -\frac{dE_{rot}}{dt} = -\frac{d\left(\frac{I\Omega^2}{2}\right)}{dt} = -I\Omega\dot{\Omega} = 4\pi^2\dot{P}P^{-3} \quad (1.1.7)$$

dove Ω è la frequenza angolare ($\Omega = \frac{2\pi}{P}$) e I è il momento di inerzia.

È importante dire che la maggior parte dell'energia è convertita in radiazione ad alte energie, radiazione di dipolo magnetico rotante e vento della pulsar, mentre solo una piccolissima frazione è convertita in emissione radio. Per quanto riguarda l'emissione di dipolo magnetico rotante, essa è espressa dalla relazione:

$$\dot{E}_{dip} = \frac{2}{3c^3} |\mathbf{m}| \Omega^4 \sin^2 \alpha \quad (1.1.8)$$

dove $|\mathbf{m}|$ è il momento magnetico e α è l'angolo tra il momento magnetico e l'asse di rotazione. Le due relazioni possono essere eguagliate, ottenendo così l'espressione per la derivata della frequenza angolare:

$$\dot{\Omega} = -\left(\frac{2|\mathbf{m}|\sin^2\alpha}{3Ic^3}\right)\Omega^3 \quad (1.1.9)$$

Esprimendo $|\mathbf{m}|$ in termini del campo magnetico e del raggio della stella di neutroni, ricavandolo dalla relazione $B = \frac{|\mathbf{m}|}{r^3}$, assumendo $\alpha = 90^\circ$ ed esprimendo Ω in funzione del periodo P , si ricava la relazione tra B e $\sqrt{P\dot{P}}$:

$$B = 3.2 \times 10^{19} G \sqrt{P\dot{P}} \simeq 10^{12} G \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15}}\right)^{1/2} \left(\frac{P}{s}\right)^{1/2} \quad (1.1.10)$$

Per integrazione di quest'ultima relazione, si ottiene anche una stima dell'età caratteristica $\tau \propto \frac{P}{\dot{P}}$. I due parametri osservativi fondamentali per descrivere una pulsar sono dunque il suo periodo P e il suo \dot{P} . Realizzando un grafico $P - \dot{P}$, è possibile osservare distintamente le popolazioni delle due classi di pulsar. Come si può osservare dal grafico, esse sono collocate in parti

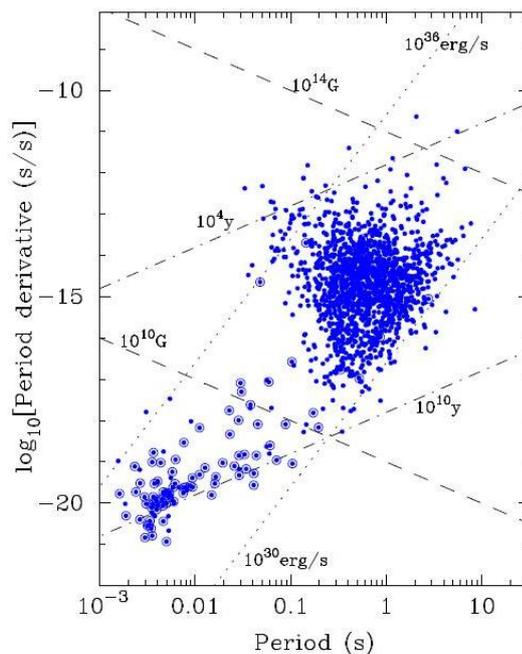


Figura 1.4: diagramma $P - \dot{P}$ (Lorimer 2008). Le linee puntinate sono linee di pari E , quelle tratteggiate di pari B e le linee a tratti di pari età. Le pulsar con cerchietto attorno appartengono ad un sistema binario.

diverse del diagramma. Le due classi sono quindi caratterizzate da valori di P e \dot{P} diversi, che a loro volta determinano un'età caratteristica $\tau \propto \frac{P}{\dot{P}}$ ed un'intensità del campo magnetico $B \propto \sqrt{P\dot{P}}$ differenti per le due popolazioni:

- Le pulsar ordinarie (*normal pulsars*):, caratterizzate da periodo $P \sim 0.5s$, $\dot{P} \sim 10^{-15}ss^{-1}$, età 10^7yr ed intensità del campo $10^{12}G$ (Lorimer e Kramer 2005), sono collocate al centro del grafico;
- Le pulsar al millisecondo (*millisecond pulsars*) invece sono tipicamente caratterizzate da $P \sim 3 - 20ms$, $\dot{P} \sim 10^{-20}ss^{-1}$, età 10^9yr ed intensità del campo 10^8G (Lorimer e Kramer 2005) e sono collocate in basso a sinistra del grafico.

Un'altra fondamentale differenza tra pulsar ordinarie e pulsar al millisecondo che, come si vedrà nel paragrafo 1.2, riflette una differente storia

evolutiva, è il fatto che, mentre solo l'1% delle prime appartiene ad un sistema binario, le seconde hanno una stella compagna nel 78% dei casi (Manchester et al. 2005).

1.2 Pulsar Binarie

Il diagramma $P - \dot{P}$ può essere visto come un diagramma evolutivo per le pulsar: alla nascita, dopo l'esplosione di supernova, una pulsar si trova in alto a sinistra del grafico. A causa della conservazione del momento angolare e del flusso magnetico nel corso del collasso stellare che porta alla formazione della di neutroni, infatti, essa avrà periodi rotazionali dell'ordine della decina di ms e campi magnetici (e dunque \dot{P} , in base all'eq. 1.1.7) elevati, dell'ordine di $10^{12-13}G$. Avendo \dot{P} elevato, le pulsar si spostano verso destra nel grafico su tempi scala relativamente brevi, dell'ordine di 10^8 anni, fino a che il loro periodo rotazionale non sarà più sufficiente a supportare l'emissione di onde radio e la pulsar si spegnerà. Se però la pulsar appartiene ad un sistema binario essa potrà essere "riciclata" e dar luogo ad una pulsar al millisecondo. Vediamo come: un sistema binario che include una pulsar è il risultato di uno scenario evolutivo che parte con due stelle di sequenza principale che orbitano attorno al centro di massa comune del sistema. La stella più massiva (stella primaria, con massa compresa tra $\sim 8M_{\odot}$ e $\sim 20M_{\odot}$) alla fine del suo percorso evolutivo, che si conclude con un'esplosione di supernova, diventa una stella di neutroni. Il sistema in generale non resta legato se durante l'esplosione di supernova viene persa più della metà della massa. Però la coesione del sistema dipende anche dall'impulso (detto "kick", letteralmente "calcio") che viene impartito alla stella di neutroni alla sua nascita dall'esplosione di supernova. Questo impulso è di solito elevato e, a seconda della direzione, può determinare il fatto che il sistema resti legato o no. Se il sistema non resta legato si ottengono due stelle separate, la giovane pulsar e la stella di sequenza principale (*runaway star*, Blaauw 1961). Se la stella di neutroni ha una velocità in una direzione opportuna il sistema resta legato. In questo caso, successivamente, anche la stella compagna (secondaria) conclude il suo percorso evolutivo all'interno della sequenza principale, diventando una gigante rossa. A questo punto se la separazione orbitale è opportuna accade che la materia possa essere trasferita dalla secondaria (donatrice) verso la stella di neutroni sotto forma di un "vento" o di un disco di accrescimento. In questa fase il sistema è visibile nei raggi X. L'accrescimento di materia trasferisce momento angolare alla stella di neutroni, facendo diminuire il suo periodo di rotazione e il suo campo magnetico (Bisnovaty-Kogan & Kronberg 1974; Shibasaki et al. 1989). In questo modo la stella viene riciclata.

A seconda della massa iniziale della stella compagna, il sistema binario può essere costituito da:

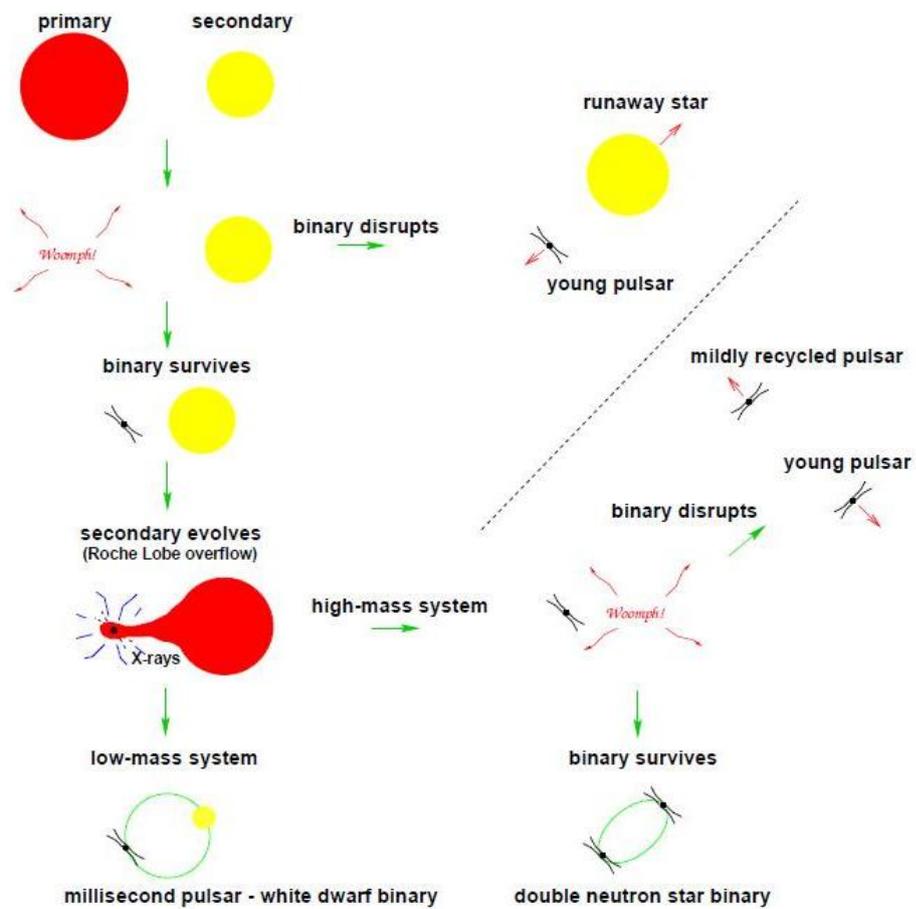


Figura 1.5: Scenari evolutivi di un sistema binario

- due stelle di neutroni: questo si verifica quando la stella secondaria è originariamente abbastanza massiva ($M \geq 8M_{\odot}$) e, attraverso l'esplosione di supernova, origina una stella di neutroni. Come è stato affermato precedentemente, se le stelle rimangono legate dopo l'esplosione, il sistema binario sarà costituito dalle due stelle di neutroni. Esso è caratterizzato da orbite ellittiche (tipicamente $0.15 \leq e \leq 0.9$);
- una nana bianca e una pulsar al millisecondo, quando la stella secondaria è inizialmente poco massiva ($M \leq 2M_{\odot}$). In questo caso la fase di trasferimento di massa dura più a lungo, circa 10^8 anni. Quando successivamente la stella perde i suoi strati più esterni, il sistema risultante sarà formato da una pulsar al millisecondo e da una nana bianca. Le pulsar in questi sistemi presentano periodo di rotazione dell'ordine dei millisecondi e orbite circolari ($10^{-5} \leq e \leq 0.01$);
- una compagna con massa iniziale compresa fra $2 - 8M_{\odot}$, che possa dare origine a sistemi binari con caratteristiche intermedie (compagne nane bianche più massicce, di CO anziché He).

Le pulsar al millisecondo dunque risultano risultano dal "riciclaggio" di pulsar "morte" all'interno di un sistema binario. L'accrescimento di massa, oltre a trasferire momento angolare alla stella di neutroni e dunque a riaccelerarla a regimi rotazionali del millisecondo, si crede sia anche responsabile della diminuzione del campo magnetico superficiale fino a $\leq 10^{8 \div 9} G$. Terminata la fase di accrescimento, le pulsar al millisecondo dunque tornano a brillare in radio e si posizionano in basso a sinistra nel diagramma $P - \dot{P}$. A causa del diminuito B , \dot{P} sarà per questi oggetti così piccolo da far sì che essi rallentino su tempi scala dell'ordine dell'età dell'Universo. Le pulsar al millisecondo sono quindi virtualmente "immortali".

1.3 Pulsar ad eclisse

Esiste una piccola percentuale di pulsar al millisecondo binarie in cui, principalmente in congiunzione superiore (ovvero quando la pulsar è dietro la compagna), si osservano eclissi nel segnale radio pulsato. I sistemi di pulsar binarie ad eclisse si suddividono principalmente in due classi, soprannominate *black widow* e *redback*.

Le capostipiti di queste due classi di oggetti, da cui si sono dedotte le principali caratteristiche osservative sono PRS B1957+20 e PSR J1023+0038. Fino a pochi anni fa, PSR J1023+0038 era l'unica redback vista nel campo della Galassia e si conoscevano solo altre black widow. Recentemente però, grazie a ricerche mirate a sorgenti puntiformi di raggi γ scoperte dal satellite Fermi, le due famiglie sono cresciute notevolmente: attualmente sono note circa 17 black widow e 7 redback nel campo Galattico.

Le informazioni presenti in questo paragrafo sono tratte da due pubblicazioni scientifiche, Mallory S.E Roberts (2012) e Roberts, Mallory S.E et al. (2014).

1.3.1 Black Widow

PRS B1957+20 è la prima pulsar al millisecondo binaria, scoperta all'Osservatorio di Arecibo da Fruchter et al. (1988) che presenta delle eclissi. Il suo periodo di rotazione è di 1.61 ms, mentre quello orbitale è di 9.2 ore. La pulsar orbita attorno ad una compagna con massa molto piccola ($M_c \sim 0.02M_\odot$). Le eclissi sono state osservate per circa il 10% dell'orbita quando la compagna è in congiunzione superiore. Durante le fasi di ingresso e di uscita dall'eclisse, sono stati osservati dei ritardi nei tempi di arrivo del segnale proveniente dalla pulsar, che hanno suggerito che le eclissi fossero dovute al gas ionizzato in eccesso all'interno del sistema.

Studi ottici hanno mostrato grandi variazioni orbitali nella luce proveniente dalla compagna, suggerendo che l'emissione fosse in gran parte dovuta all'illuminazione da parte della pulsar (Fruchter et al. 1988). Dall'analisi delle varie osservazioni è inoltre risultato che PRS B1957+20 provoca l'ablazione della sua compagna, il che causa a sua volta degli "shock" con il vento della pulsar. Questi sistemi erano stati proposti come una tappa nella formazione di pulsar isolate al millisecondo da Ruderman et al. nel 1989. Dal momento che la pulsar sembra essere in procinto di distruggere la sua compagna, è stata soprannominata vedova nera (*black widow*).

1.3.2 Redback

PSR J1023+0038 è stata scoperta con il telescopio di Green Bank (GBT) da Archibald et al. (2009). Si tratta di una radio pulsar con periodo di rotazione di 1.69 ms e periodo orbitale di 4.8 ore; essa orbita attorno ad una compagna non degenere, con massa di circa $0.2M_\odot$.

Prima della scoperta degli impulsi radio il sistema era già stato osservato in ottico (2001), mostrando, attraverso le linee di emissione la presenza di un disco di accrescimento; successivamente, nel 2004, le linee di assorbimento mostrarono che questo disco di accrescimento era scomparso (Wang et al. 2009). Osservazioni in X (Archibald et al. 2010 e Bodganov et al. 2011) hanno mostrato una significativa modulazione orbitale in aggiunta agli impulsi, dovuta probabilmente allo shock intrabinario. La durata e la profondità dell'eclisse determinano il fatto che lo shock sia localizzato vicino o sulla superficie della stella compagna.

Questa sorgente si trova nel campo Galattico e ha mostrato la presenza di una recente fase di accrescimento, suggerendo il fatto che questo tipo di sistemi con compagne non degeneri rappresentano una fase della vita del sistema ancora in corso di riciclaggio, dove l'accrescimento è solo tem-

poraneamente interrotto ed entra in una fase temporanea in cui la radio pulsar appena rivelata genera l'ablazione della sua compagna. Questo tipo di sistemi sono stati soprannominati *redback* (i "cugini" australiani delle vedove nere).

1.3.3 Caratteristiche generali delle black widow e delle redback

Le black widow e le redback sono caratterizzate da tassi di perdita dell'energia cinetica pari a $\dot{E} \sim 10^{34-35} \text{ergsec}^{-1}$, distanze (ricavate tramite la misura di dispersione) comprese tra circa $0.5 - 3.5 \text{kpc}$ e periodi orbitali molto piccoli ($< 24 \text{ore}$). Le black widow sono caratterizzate da compagne con masse molto piccole ($M_c \ll 0.1 M_\odot$), mentre le redback sono caratterizzate da compagne non degeneri con masse piccole ($M_c \sim 0.2 - 0.4 M_\odot$). Alcuni di questi nuovi sistemi sono stati studiati anche in X, mostrando uno spettro che sembra essere caratterizzato sia da emissione termica sia da emissione non termica. La parte termica è dovuta all'emissione della stella di neutroni, mentre quella non termica al flusso emesso dallo shock. Questi sistemi possono essere in linea di principio eccellenti per studiare l'accelerazione, la composizione e lo shock dei venti che provengono dalle pulsar energetiche (Arons & Tavani 1993).

Capitolo 2

Metodi di analisi

2.1 Effetti della propagazione nel mezzo interstellare

Quando i segnali delle pulsar attraversano il mezzo interstellare (ISM), possono verificarsi principalmente tre effetti di propagazione: dispersione, scintillazione e scattering (o diffusione). A questi si aggiunge poi la rotazione di Faraday dell'angolo del piano di polarizzazione a causa del campo magnetico Galattico.

Per quanto riguarda la *dispersione* dell'impulso, essa è dovuta alla dipendenza della frequenza dalla velocità di gruppo delle onde radio mentre si propagano attraverso la componente ionizzata dell'ISM. Hewish *et al.* nel 1968 notarono la presenza di questo effetto nei segnali delle pulsar da loro osservate, in quanto gli impulsi osservati ad alte frequenze radio (ν_{hi}) arrivavano prima di quelli a bassa frequenza (ν_{lo}). Il ritardo nei tempi di arrivo dell'impulso a diverse frequenze è inversamente proporzionale alla frequenza osservata:

$$\Delta t = 4.15ms \times \left[\left(\frac{\nu_{lo}}{GHz} \right)^{-2} - \left(\frac{\nu_{hi}}{GHz} \right)^{-2} \right] \times \left(\frac{DM}{cm^{-3}pc} \right) \quad (2.1.1)$$

dove DM è la misura di dispersione (*dispersion measure*) e rappresenta la densità di colonna degli elettroni n_e liberi lungo la linea di vista:

$$DM = \int_0^d n_e dl \quad (2.1.2)$$

La *scintillazione* è, invece, dovuta al fatto che l'ISM è non omogeneo. Questo ha come effetto di generare delle modulazioni di fase sul segnale che si propaga, che causano delle fluttuazioni sull'intensità osservata in una varietà di larghezze di banda e tempi scala (Lorimer & Kramer, 2005). Nella teoria della scintillazione (Scheuer, 1968) l'ISM è pensato come un sottile schermo di irregolarità posto tra la pulsar e la Terra. Utilizzando questo modello,

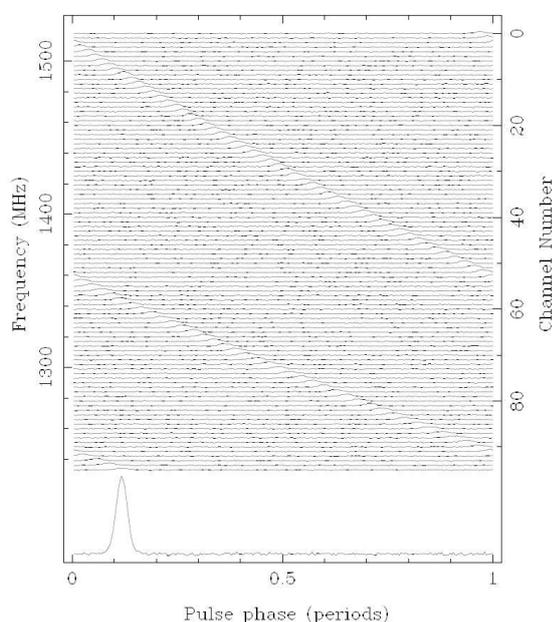


Figura 2.1: Dispersione dell'impulso osservata per la pulsar *B1356 – 60* (Lorimer, 2008)

Scheuer dimostrò che le fluttuazioni possono essere correlate lungo una caratteristica larghezza di banda della scintillazione, che è proporzionale alla quarta potenza della frequenza osservata ($\Delta\nu \propto \nu^4$).

Infine lo *scattering* è dato dal fatto che la radiazione (fotoni) che attraversa l'ISM urta con la materia, arrivando perciò all'osservatore con lunghezze di cammino differenti. Tutto questo causa un allargamento temporale, che determina la presenza di code nel profilo dell'impulso delle pulsar. Esse sono caratterizzate da un periodo di scattering τ_s , che è legato alla larghezza di banda della scintillazione tramite la relazione:

$$\tau_s \propto \frac{1}{\Delta\nu} \propto \nu^{-4} \quad (2.1.3)$$

Dalla relazione quindi è possibile dedurre che la ricerca delle pulsar sarebbe favorita ad alte frequenze piuttosto che a basse frequenze, poichè per queste ultime gli effetti di scattering e dispersione sono più pronunciati. Ma questo effetto va combinato col fatto (Cap1) che la densità di flusso della pulsar diminuisce con la frequenza. Pertanto la frequenza ideale per ricercare "pulsar" è un compromesso tra questi due effetti.

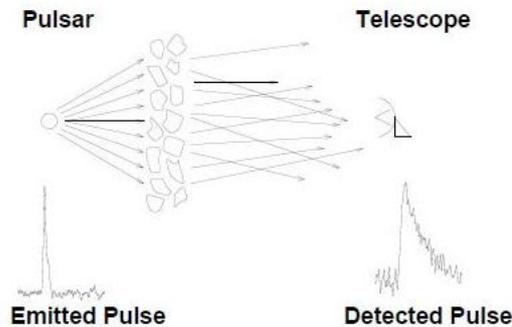


Figura 2.2: Scattering dell'impulso causato dall'ISM (Lorimer, 2008)

2.2 De-dispersione

Come detto in precedenza, le pulsar sono delle sorgenti radio deboli. Per questo motivo sono preferibili delle osservazioni che coprano un'ampia larghezza di banda, in modo da massimizzare la sensibilità. Per una larghezza di banda finita, il processo di dispersione non fa altro che allargare l'impulso talmente tanto da ridurre il suo rapporto segnale-rumore (S/N) o, addirittura, da cancellare l'effetto impulsivo (se $\Delta t \geq P$). La risoluzione in frequenza risulta quindi fondamentale per correggere gli effetti della dispersione; questo processo prende il nome di *de-dispersione*. Questi effetti vengono compensati dividendo la banda di frequenza in ingresso in tanti canali di frequenza separati e applicando degli appropriati ritardi temporali (utilizzando la relazione descritta precedentemente) ad ogni canale. In questo modo gli impulsi arrivano in uscita di ogni canale allo stesso istante, l'effetto di allargamento viene ridotto, dipendendo ora dalla larghezza di un singolo canale e non più dall'intera banda, e aumenta il rapporto segnale-rumore. È importante infatti sottolineare che il processo di de-dispersione è limitato dalla larghezza dei canali di frequenza individuali, poiché mantengono un piccolo ritardo di dispersione, che è dato da:

$$t_{DM} \simeq 8.3 \times 10^6 \text{ms} \times DM \times \Delta\nu \times \nu^{-3} \quad (2.2.1)$$

dove $\Delta\nu$ è l'ampiezza di un canale di frequenza e ν è la frequenza (entrambe sono espresse in MHz). Bisogna quindi prestare attenzione alla scelta dell'ampiezza dei canali affinché il ritardo t_{DM} non diventi una frazione considerevole del periodo dell'impulso. Per trovare il segnale all'interno della banda totale i canali vanno sommati lungo un'appropriata linea, lungo la quale i picchi risultano sovrapposti e si possono quindi sommare coerentemente.

2.3 Folding

Per la maggior parte delle pulsar è necessario, per poter rivelare il segnale, eseguire la procedura di *folding*, ovvero sommare insieme centinaia o migliaia di impulsi singoli, in modo da ottenere il profilo integrato dell'impulso. In questo modo si fa emergere il profilo dell'impulso dal rumore. Per una data pulsar, esso si mantiene estremamente stabile per osservazioni effettuate alla stessa frequenza. Ogni pulsar ha un suo profilo integrato caratteristico, mentre i singoli impulsi possono avere forme differenti. La figura 2.3 riporta

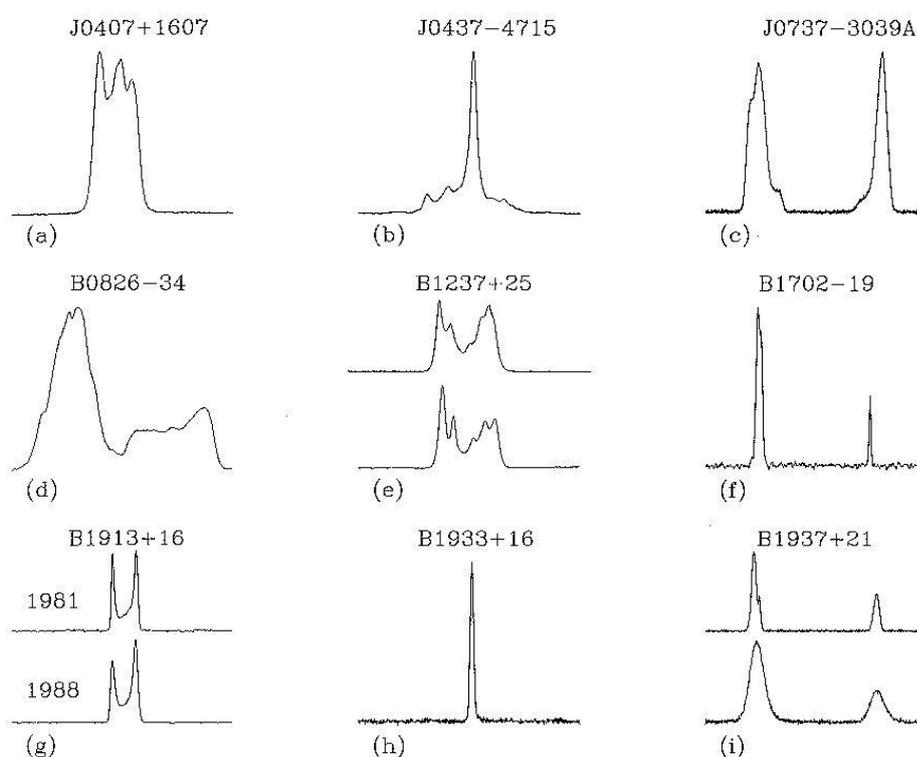


Figura 2.3: profili integrati degli impulsi di nove pulsar (Lorimer e Kramer, 2005)

un'ampia casistica di forme di impulsi: da singoli picchi, a picchi multipli, a coppie di picchi sfasati tra d loro di mezza fase. In questo caso l'impulso secondario prende il nome di "interpulso". La spiegazione più comunemente adottata per spiegarne la natura è che si origini, come l'impulso principale, dai poli magnetici opposti della stella di neutroni. Un'altra ipotesi sulla loro esistenza è che gli impulsi secondari rappresentano l'emissione dai bordi di una singolo ed ampio fascio (Manchester & Lyne, 1977).

Prima di procedere con il folding bisogna preliminarmente effettuare la de-dispersione di un segnale campionato con un ritmo pari a t_{sampl} (tempo di campionamento) e registrato su N canali di frequenza, di modo da ottenere

una singola serie temporale in cui si sia compensato per i ritardi introdotti dalla dispersione.

Le procedure del folding comprendono i seguenti passaggi (Lorimer e Kramer, 2005):

1. Suddividere il profilo della pulsar in un numero prescelto di bin temporali che coprano uniformemente la fase rotazionale;
2. Calcolare, per ogni campionamento della serie temporale, la fase relativa del periodo dell'impulso;
3. Trovare quale bin ha fase più vicina ad ogni dato campionamento e aggiungere il campionamento a questo bin.

Il risultato finale, ovvero il profilo integrato dell'impulso suddiviso in n bin, rappresenta l'emissione media della pulsar in funzione della sua fase.

2.4 Codici utilizzati

Si riportano di seguito i programmi utilizzati nel lavoro di tesi:

- `psrcat`, catalogo di pulsar contenenti tutti i parametri (rotazionali, astrometrici ed orbitali) pubblicati in letteratura; è stato usato in questo lavoro per generare il file delle effemeridi (in formato `.par`), in cui sono raccolti i parametri della pulsar (Manchester et al. 2005);
- `DSPSR`: è il programma che genera i cosiddetti archivi (in formato `.ar`) a partire dal file delle effemeridi e dai files delle osservazioni (in formato `.fits`). Un archivio contiene N sottointegrazioni temporali in ognuna delle quali il segnale è foldato in fase in base alle effemeridi fornite, e M sottobande di frequenza, in ognuna delle quali il segnale è de-disperso. Sommando in fase le N sottointegrazioni e le M sottobande, l'archivio fornisce l'impulso integrato su tutta l'osservazione;
- `PSRCHIVE`, è una suite di programmi utilizzati per l'analisi dei file di archivio suddetti. I vari programmi svolgono differenti funzioni e consentono di manipolare gli archivi in base alle informazioni che si vogliono estrapolare da essi. I programmi principalmente utilizzati sono:
 - `vap` visualizza i parametri contenuti nell'archivio, in modo da poter risalire ai parametri delle osservazioni da cui è tratto l'archivio e i parametri con cui l'archivio stesso è stato generato. Può essere utilizzato con varie opzioni, a seconda dei parametri che si vogliono visualizzare in output;

- `pdv` è in grado di estrarre i dati contenuti nell'archivio in formato testo;
 - `pav` è un'interfaccia grafica attraverso la quale vengono visualizzati i dati memorizzati nell'archivio (sottobande, sottointegrazioni, profili integrati). Esso utilizza le librerie del programma di grafica `pgplot` e i relativi dispositivi di output;
 - `pazi` è un programma che presenta un'interfaccia grafica, come `pav`, ma interattiva. Visualizza tre tipi di grafici:
 1. profilo integrato;
 2. sottointegrazioni-fase rotazionale;
 3. sottobande-fase rotazionale.

`pazi` consente di rimuovere sottoporzioni di dati (canali in frequenza, sottointegrazioni o singoli bin temporali) che risultino contaminate da interferenze di origine terrestre;
 - `pdmp` è un programma va a cercare, all'interno del grafico visualizzato, il periodo e la DM migliori che massimizzano il rapporto segnale-rumore;
 - `pam`, infine, è un programma di trattamento dei dati. Esso elabora, comprime e modifica gli archivi.
- `SIGPROC` è una suite di programmi impiegata per l'analisi dei dati. Anche esso, come `PSRCHIVE`, è costituito da vari programmi, che svolgono diverse funzioni. Quelli utilizzati durante il lavoro di tesi sono:
 - `filterbank`: è un programma che converte l'archivio di dati iniziale (in formato `.fits`) in un archivio di dati in formato `.fil`;
 - `dedisperse` de-disperde i dati dall'archivio generato dal programma `filterbank`, creando quindi una serie temporale de-dispersa;
 - `peak` è un programma che ricerca nel file contenente la serie temporale de-dispersa impulsi singoli particolarmente intensi. Esso visualizza il risultato della ricerca sul terminale, realizzando inoltre dei file in formato `.ps`, in cui è possibile vedere gli impulsi trovati.

Capitolo 3

PSR J1723-2837

La pulsar presa in esame in questo lavoro di tesi è PSR J1723-2837, che è stata scoperta da Faulker et al. nel 2004 durante le ricerche di pulsar effettuate a Parkes con il ricevitore Multibeam (Staveley-Smith et al. 1996). Essa è una radio pulsar al millisecondo, con periodo di rotazione di $1.86ms$; questo fa sì che sia una delle pulsar con periodo di rotazione più rapido e precisamente la dodicesima nel catalogo *ATNF Pulsar Catalogue* (Manchester et al. 2005). PSR J1723-2837 è inoltre una binaria ad eclisse e costituisce, con la sua stella compagna, il sesto sistema Galattico “*redback*” scoperto. La sua compagna, è una stella relativamente poco massiccia, le cui caratteristiche sono state ricavate tramite osservazioni fotometriche e spettroscopiche.

In questo capitolo si descrivono le informazioni sulla pulsar e sul sistema binario di cui fa parte, ricavate dalla letteratura su questo sistema, che è stato oggetto finora di tre pubblicazioni scientifiche (Crawford et al. 2013, Bogdanov et al 2013 e Hui et al. 2014).

3.1 Scoperta e prime osservazioni

PSR J1723-2837 è stata saltuariamente rivelata nelle osservazioni effettuate a 1400MHz con il telescopio di Parkes (diametro $64m$), nel periodo compreso tra Marzo 2001 e Settembre 2004. Successivamente, nel Settembre del 2009, è stata nuovamente rivelata tramite le osservazioni a 2000MHz con il telescopio di Green Bank (GBT). Dai risultati di queste due serie di osservazioni sono state ottenute le prime effemeridi orbitali utilizzando il metodo di Freire et al (2001), che sfrutta i periodi di rotazione misurati e le accelerazioni della pulsar. Questo ha permesso di pianificare le osservazioni nel Dicembre del 2009 con il telescopio Lovell (diametro $76m$) a Jordell Bank e nel Febbraio del 2010 a GBT di modo da coprire uniformemente tutte le fasi orbitali ed in particolare quelle lontane delle eclissi, in cui il segnale è debole o assente.

Nel periodo compreso tra Settembre del 2009 e Marzo del 2011, la pulsar

Parametro	Valore
Ascensione Retta (J2000)	17:23:23.1858(8)
Declinazione (J2000)	-28:37:57.17(11)
Frequenza di rotazione, $f(s^{-1})$	538.870683485(3)
Derivata della frequenza, $\dot{f}(s^{-2})$	$-2.19(12) \times 10^{-15}$
Misura di Dispersione, DM ($pccm^{-3}$)	19.688813)
Epoca di riferimento per i parametri di timing (MJD)	55667
Tempo del nodo ascendente, T_{asc} (MJD)	55425.320466(2)
Semiassse maggiore proiettato, x (s)	1.225807(9)
Frequenza orbitale, $f_b(s^{-1})$	$1.88062856(2) \times 10^5$
Periodo di rotazione, P (ms)	1.855732795728(8)
Derivata del periodo di rotazione, \dot{P}	$7.5(4) \times 10^{-21}$
Periodo Orbitale, P_b (d)	0.615436473(8)
Derivata del periodo orbitale, \dot{P}_b	$-3.50(12) \times 10^{-9}$
Campo magnetico alla superficie, B (G)	1.2×10^8
Tasso di perdita dell'energia rotazionale, \dot{E} ($ergs^{-1}$)	4.6×10^{34}
Età caratteristica, τ_c (Gyr)	3.9
Distanza, d (kpc)	0.75(10)

Tabella 3.1: Parametri di PSR J1723-2837

è stata rivelata regolarmente alle seguenti frequenze: 1520MHz (Jodrell), 2000MHz (GBT), 1369 e 3100MHz (Parkes). I risultati di queste osservazioni coprono un totale di 522 giorni e sono stati utilizzati per ottenere un set coerente di effemeridi rotazionali, posizionali ed orbitali. Nella tabella sono riportati alcuni dei parametri caratteristici della pulsar, ottenuti con l'analisi summenzionata. PSR J1723-2837 è una pulsar vicina, essendo posta ad una distanza di 0.75kpc; questa stima è derivata attraverso un modello di distribuzione degli elettroni liberi nell'ISM (Cordes & Lazio 2002), dalla misura di dispersione, che vale $19.688(13)pccm^{-3}$. PSR J1723-2837 segue un'orbita pressoché circolare, con periodo orbitale di circa 15 ore. Inoltre, il valore ottenuto per la derivata del periodo orbitale indica la presenza di un forte effetto di marea tra la stella e la compagna che sta perdendo della massa (Lazaridis et al. 2011). La pulsar è in eclisse per circa il 15% della sua orbita e l'eclisse avviene prevalentemente a fasi orbitali vicino a 0.25, ovvero quando la pulsar è posta al di là della sua compagna, rispetto alla linea di vista. PSR J1723-2837 mostra una significativa variabilità del flusso sui tempi scala dei minuti, dovuta prevalentemente all'eclisse o all'oscuramento da parte della materia della compagna anche in fasi orbitali lontane da 0.25 (congiunzione superiore). L'energia emessa dalla pulsar, equivalente al tasso di perdita dell'energia rotazionale è infatti così elevato da influenzare molto l'interazione dalla pulsar con la sua compagna tanto da generare l'ablazione di quest'ultima, che oscura il segnale della pulsar.

3.2 Il sistema in banda ottica

La stella compagna di PSR J1723-2837 è stata identificata nell'infrarosso, nell'ottico e nell'ultravioletto utilizzando la fotometria. Questa stella è stata osservata inizialmente con il telescopio WIYN (Wisconsin-Yale-NOAO) la notte del 31 Maggio 2012 in condizioni fotometriche, utilizzando diversi filtri. Essa è stata osservata anche con lo spettrografo DBSP (*Double Spectrograph*) del telescopio Hale (5m) di Palomar e, nei giorni 21 e 22 Marzo 2012, con lo spettrografo Bench del telescopio WIYN (3.5m) e il fascio di fibre Sparsepack (Bershadly et al. 2004).

L'analisi spettrale indica che la classe spettrale della stella compagna di PSR J1723-2837 sembra essere all'incirca G, in quanto la stella è caratterizzata una temperatura effettiva di 5000 – 6000K; inoltre presenta una gravità di superficie comparabile con quella di una stella di sequenza principale.

L'incertezza sulla classe spettrale è dovuta al fatto che il vento della pulsar ha l'effetto di riscaldare l'atmosfera della compagna; questo potrebbe quindi avere come conseguenza di mascherare la corretta classe spettrale.

Dall'analisi Doppler, oltre ad appurare l'associazione tra la stella e la pulsar è stato ricavato il rapporto di massa pulsar-compagna pari a 3.3 ± 0.5 , che fa sì, assumendo un valore di massa della pulsar intorno a 1.4 e $2.0M_{\odot}$, che la massa della stella compagna sia compresa tra 0.4 e $0.7M_{\odot}$. Inoltre è stato ricavato anche un angolo di inclinazione orbitale compreso tra 30° e 41° . Il suddetto intervallo di massa assunto per la pulsar riflette il fatto che alcune pulsar al millisecondo hanno masse misurate sopra il valore canonico di $1.4M_{\odot}$ (Demorest et al. 2010; Freire et al 2011; Antoniadis et al 2013).

3.3 Il sistema in banda X e γ

Come detto precedentemente, il sistema costituito da PSR J1723-2837 e dalla sua stella compagna è un sistema redback, che in X mostra prevalentemente emissione non termica. Questo tipo di radiazione è probabilmente dovuta all'interazione del vento della pulsar con la materia della stella compagna che genera uno "shock" emittente raggi X.

Inoltre, dalle osservazioni effettuate con i satelliti XMM-Newton (Marzo 2011) e Chandra è risultato che l'emissione non termica nella banda 0.3-8 keV presenta un'ampia variabilità in funzione del periodo orbitale binario, con un fattore di riduzione del flusso attorno alla congiunzione superiore (fase 0.25). Questo comportamento ha portato alla conclusione che la variabilità sia causata da una occultazione geometrica parziale da parte della stella compagna dello shock generatore di raggi X.

Invece, per quanto riguarda le osservazioni effettuate nella banda di raggi γ con Fermi LAT (Fermi Large Area Telescope) è risultato che PSR J1723-2837 potrebbe essere una delle meno efficienti pulsar al millisecondo nell'emis-

sione di raggi γ . Questo risultato va però confermato poichè la marginale rivelazione di una sorgente γ puntiforme in questa regione di spazio dipende fortemente dall'accuratezza del modello di emissione diffusa nei raggi γ della Galassia, modello che è ancora fortemente incerto. Hui et al., nella pubblicazione del 2014, hanno confermato di aver rivelato questa sorgente γ puntiforme (rivelando l'emissione γ nell'intervallo 0.1-300GeV) a 6σ , con una efficienza molto bassa di circa il 2% (rispetto al valore solito 10%).

Capitolo 4

L'analisi dati di PSR J1723-2837

In questo capitolo viene descritta l'analisi dei dati di PSR J1723-2837, effettuata tramite l'utilizzo di alcuni codici (Cap2) usualmente impiegati nello studio delle pulsar. In questo lavoro di tesi l'analisi dati è stata incentrata sulla determinazione e rappresentazione del profilo integrato di PSR J1723-2837, sulla determinazione della curva di luce e sull'analisi degli impulsi singoli particolarmente intensi.

4.1 I dati

I dati delle osservazioni relativi a PSR J1723-2837 sono stati presi con il telescopio (diametro $100m$) di Green Bank (West Virginia), utilizzando il Green Bank Ultimate Processing Instrument (GUPPI) ed osservando la pulsar alla frequenza centrale di $2000MHz$ in 4 sessioni di test e calibrazione ed in 2 sessioni di osservazione vera e propria. In totale i dati delle osservazioni coprono un intervallo temporale di quasi 3 ore e sono contenuti in file in formato **.fits**.

In ogni sessione si ottengono uno o più file di dimensioni massime di $11GB$ ciascuno; in totale sono stati ottenuti 6 blocchi di file di dati. Ognuno dei blocchi è composto da un certo numero di "sottosegmenti contigui", in particolare 4 blocchi contengono 1 sottosegmento ciascuno, 1 contiene 7 sottosegmenti ed il restante contiene 23 sottosegmenti. Questi ultimi, della durata complessiva di 35 minuti, il primo, e 2 ore e 7 minuti, il secondo, sono quelli su cui si è concentrata l'analisi riportata nel seguito. I restanti segmenti sono altresì in parte stati analizzati ma, contenendo ciascuno meno di due minuti di dati, non sono stati inclusi nei risultati finali.

I dati delle osservazioni coprono una banda di frequenze ampia $800MHz$, suddivisa in 2048 canali, ognuno con tempo di campionamento di $64\mu s$.

4.2 Analisi del profilo integrato

L'analisi del profilo integrato del segnale ha richiesto l'utilizzo dei codici `psrcat`, `DSPSR` e della suite `PSRCHIVE`. Con il primo è stato possibile generare il file delle effemeridi di PSR J1723-2837 (in formato `.par`). Per quanto riguarda le effemeridi, sono state utilizzate quelle in catalogo piuttosto che quelle riportate nell'articolo di riferimento (Cap3) in quanto queste ultime contenevano dei parametri, derivata seconda e derivata terza della frequenza orbitale, che il software non accettava per l'analisi.

I due file (dati delle osservazioni ed effemeridi) sono stati manipolati tramite il programma `DSPSR` in modo da ottenere dei cosiddetti archivi di dati (in formato `.ar`).

In particolare, durante questa operazione sono state selezionate alcune opzioni per quanto riguarda il numero di bin di fase nel profilo foldato (64 bin), l'intervallo temporale delle sottointegrazioni (30s) e la possibilità di raccogliere in un unico archivio le varie sottointegrazioni. Questa procedura è stata ripetuta per ogni blocco di dati ottenendo così 6 file `.ar`. A questo punto è stato possibile visualizzare gli archivi con i programmi `pav`, `pazi` e `pdmp` in quanto sono forniti di un'interfaccia grafica. In particolare il programma `pazi` visualizza simultaneamente due grafici, uno che rappresenta il profilo della pulsar integrato su tutta la banda dell'osservazione e su tutta la banda passante e uno che, se si seleziona l'opzione "T" per il tempo, visualizza l'andamento del flusso in funzione della fase orbitale per le varie sottointegrazioni orbitali. Se invece si seleziona l'opzione "F" per la frequenza, il grafico visualizza l'andamento della fase rotazionale al variare della frequenza.

Dal primo grafico è stato possibile notare la presenza di un eccesso di rumore, che mascherava il picco dell'impulso; per risolvere questo problema è opportuno indagare gli altri due grafici ed utilizzare alcune funzioni del programma, in modo da rimuovere i canali "sporchi" presenti in frequenza e, talvolta, in tempo. In particolare questo è stato fatto ingrandendo, volta per volta, le zone del grafico in cui erano presenti questi canali e selezionarli per rimuoverli.

Man mano che sono stati eliminati i canali, è stato possibile notare la riduzione del rumore e quindi un picco dell'impulso sempre più evidente. Una volta effettuata questa "pulizia" è stato salvato l'archivio risultante con estensione `.pazi`. I grafici di figura da 4.1 a 4.4 riportano il grafico tempo contro fase dei blocchi dei segmenti da 35 minuti e da 2 ore prima e dopo la pulizia dei canali effettuata con il programma `pazi`.

Per quanto riguarda il profilo integrato relativo al blocco da oltre 2 ore, in fase di visualizzazione si è notato che il profilo appariva all'aumentare del tempo, a fasi via via maggiori invece che a fase costante. È stato quindi effettuato, tramite `pdmp`, un aggiustamento del periodo, applicando ai file di archivio di dati una correzione che permettesse di ottenere un periodo che

massimizza il rapporto segnale-rumore (S/N) del profilo integrato. Ciò è stato necessario proprio in virtù del fatto che non è stato possibile utilizzare il set di effemeridi più corretto possibile, quello cioè contenente anche le derivate seconda e terza della frequenza orbitale.

Inoltre, come si può notare dal profilo integrato relativo al blocco da 2 ore, il segnale proveniente dalla pulsar non compare in tutte le sottointegrazioni. Questo è dovuto al fatto che essa entra in eclisse.

I grafici successivi (figure 4.5 e 4.6) rappresentano il quadro completo dell'analisi del profilo integrato per i due blocchi da 35 minuti e 2 ore.

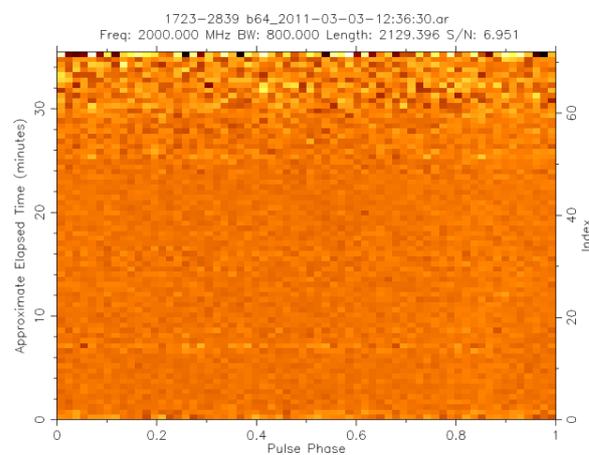


Figura 4.1: Plot dell'intensità nelle varie sottointegrazioni contro la fase rotazionale relativo al blocco di osservazione da 35 minuti

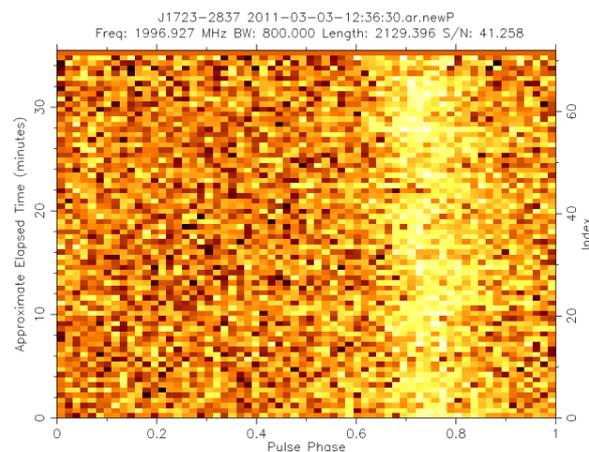


Figura 4.2: Plot dell'intensità nelle varie sottointegrazioni contro la fase rotazionale relativo al blocco di osservazione da 35 minuti dopo la pulizia

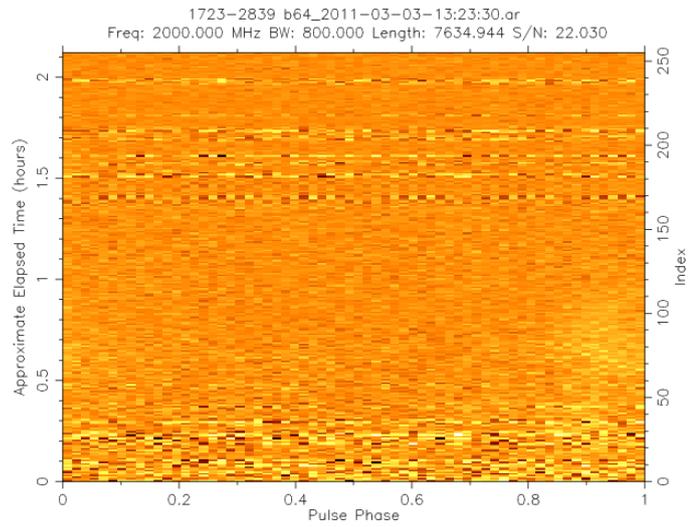


Figura 4.3: Plot dell'intensità nelle varie sottointegrazioni contro la fase rotazionale relativo al blocco di osservazione da 2 ore

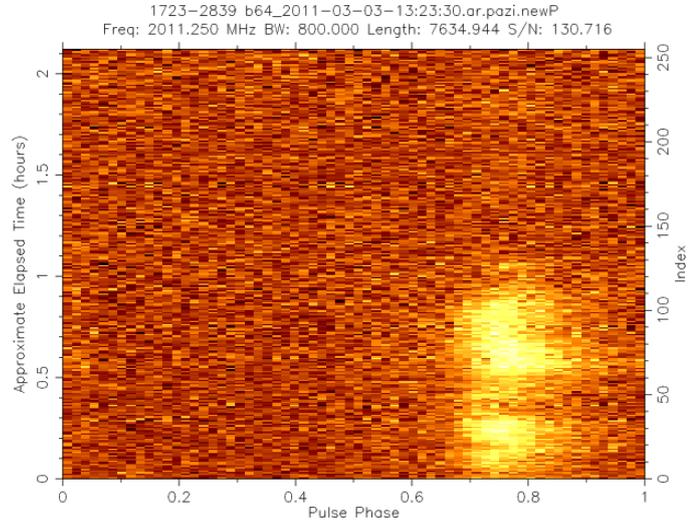


Figura 4.4: Plot dell'intensità nelle varie sottointegrazioni contro la fase rotazionale relativo al blocco di osservazione da 2 ore dopo la pulizia

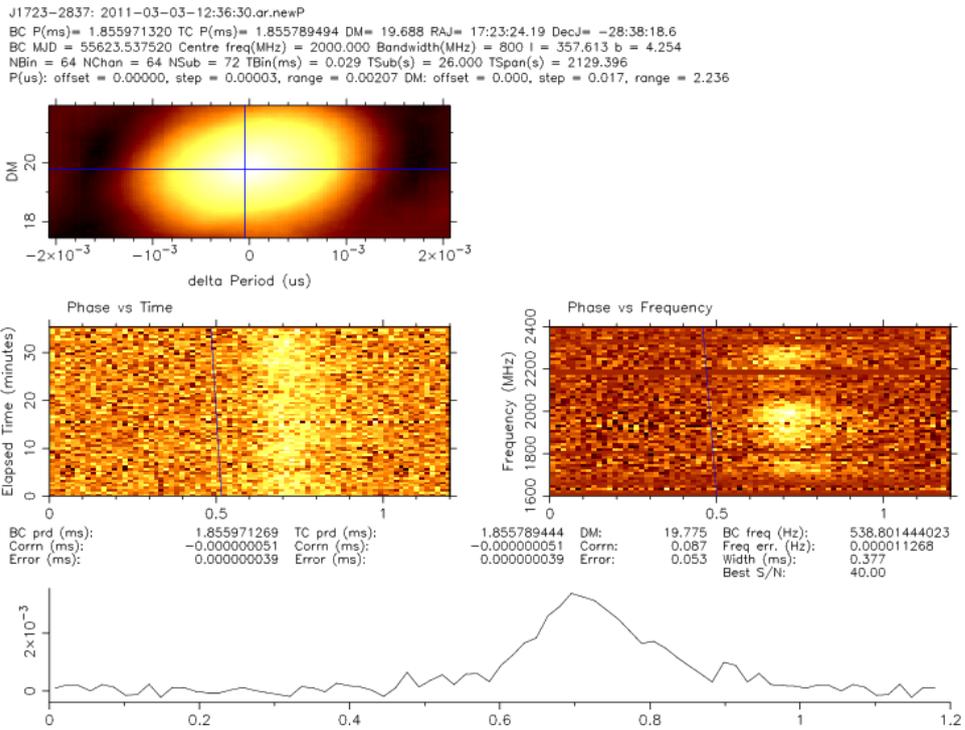


Figura 4.5: Blocco di osservazione da 35 minuti: il grafico in basso rappresenta il profilo integrato; quello al centro a sinistra le sottointegrazioni contro la fase; il grafico al centro a destra le sottobande di frequenza contro la fase; infine quello in alto la scala di colori rappresenta il S/N al variare di P e DM

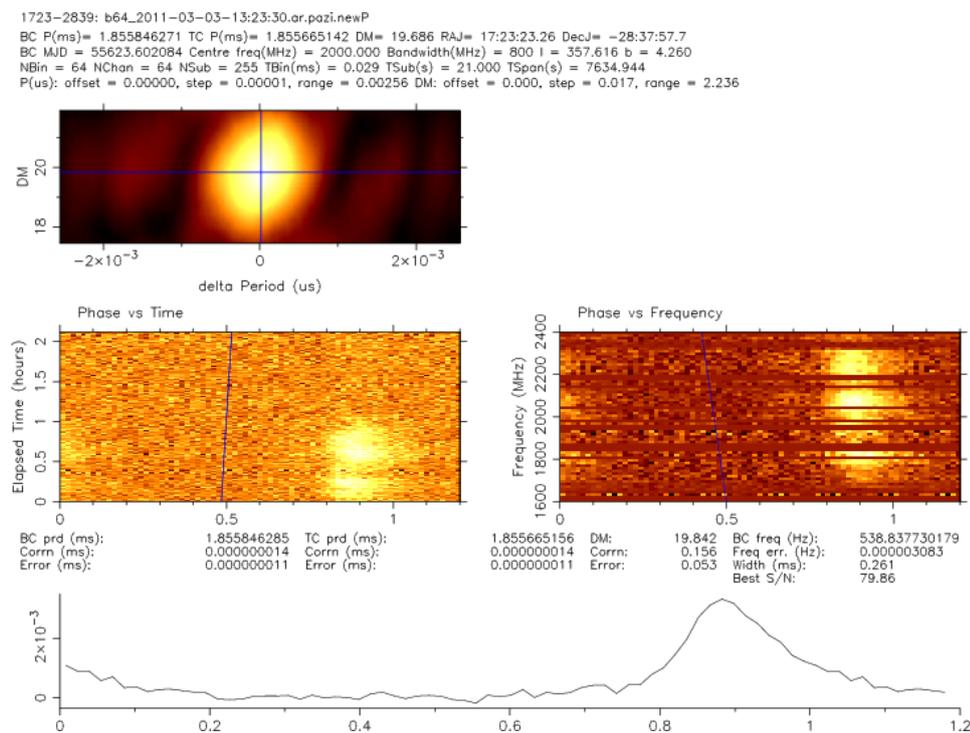


Figura 4.6: Blocco di osservazione da 2 ore. (Per la descrizione si veda la figura 4.4)

4.3 Curva di luce

La curva di luce è una curva tramite la quale è possibile analizzare la variabilità della densità di flusso in funzione della fase orbitale. Per la sua realizzazione sono stati utilizzati i due blocchi di osservazioni da 35 minuti e 2 ore. Per ogni blocco sono state eseguite le procedure riportate nel seguito. Per prima cosa è stato utilizzato il codice `pam` per riordinare l'archivio iniziale (in formato `.ar`) in longitudine orbitale rispetto al nodo ascendente, invece che in tempo. I due file di archivio ottenuti contengono rispettivamente 15 profili e 52 profili, che sono stati anche sommati in frequenza, tempo e polarizzazione. A questo punto sono stati calcolati il rumore (N) tramite il calcolo dello scarto quadratico medio (RMS) nella zona fuori dall'impulso e il segnale (S) tramite il calcolo dell'ampiezza del picco. Per quanto riguarda il calcolo di RMS, osservando il grafico (Fig. 4.2 a pagina 27 e Fig. 4.4 a pagina 28) sono stati dapprima considerati i primi 40 bin ed è stata effettuata la verifica che i punti fossero a media zero, in modo poi da poter calcolare lo scarto quadratico medio per questi dati. È stato a questo punto scelto di considerare come bin facenti parte dell'impulso radio tutti quelli il cui valore fosse maggiore o uguale a 3 volte il valore del RMS. In questo caso è stato individuato, per entrambi i file di archivio, un intervallo che comprende 21 bin. Per quanto riguarda l'ampiezza del picco ottenuta sommando i valori

di intensità del segnale dei 21 bin per ogni sottointegrazione riordinata in longitudine, il calcolo è stato effettuato tramite l'utilizzo di uno script shell. I valori del rapporto segnale-rumore (S/N), proporzionali all'ampiezza del segnale osservato, sono stati riportati in un grafico in dipendenza della longitudine orbitale rispetto al nodo ascendente, così ottenendo una prima curva di luce. Tuttavia, prima di realizzare il grafico è stato necessario apportare una correzione ai valori relativi al blocco di osservazione da 35 minuti, in quanto la posizione utilizzata per il puntamento non era completamente corretta, dividendoli per la quantità:

$$e^{-0.693\left(\frac{\text{offset}}{FWHM}\right)^2} \quad (4.3.1)$$

dove $\text{offset} = 0.40408'$ è la distanza angolare tra la posizione del puntamento e la reale posizione della pulsar, mentre $FWHM = \frac{5.8'}{2} = 2.9'$ è il valore della larghezza del campo di vista, il cui valore preciso di $5.8'$ è tabulato (The Proposer's Guide for the Green Bank Telescope). Quest'ultimo può anche essere calcolato, in modo approssimato, utilizzando la relazione $FWHM = 1.02 \left(\frac{\lambda}{D}\right)$ dove λ è la lunghezza d'onda relativa alla frequenza centrale $\nu = 2000\text{MHz}$ e $D = 100\text{m}$ è il diametro del Green Bank Radio Telescope. Questa correzione è necessaria poichè la risposta del ricevitore non è piatta all'interno del suo campo di vista ma degrada con un profilo gaussiano man mano che ci si allontana dal centro.

A questo punto è stato deciso di realizzare un secondo grafico della curva di luce in cui riportare, anzichè un generico S/N, una quantità fisicamente più significativa, ossia la densità di flusso. Sull'asse delle ascisse è stato scelto, per uniformità con quanto riportato per i dati in banda X da Bodganov et al. 2014, di riportare la fase orbitale. La densità di flusso è stata calcolata tramite l'equazione del radiometro (per es. si veda Manchester et al. 2001):

$$S = S/N \frac{T_{sky} + T_{sys}}{G \sqrt{N_p \Delta t \Delta \nu}} \sqrt{\frac{W_e}{P - W_e}} \quad (4.3.2)$$

dove S è la densità di flusso (in mJy), S/N è il rapporto segnale-rumore totale, T_{sky} è la temperatura (in K) del cielo, T_{sys} è la temperatura di sistema, G è il guadagno del telescopio, N_p è il numero di polarizzazioni, Δt è la durata dell'osservazione, $\Delta \nu$ è la larghezza di banda in frequenza delle osservazioni (in MHz), W_e è la larghezza osservata dell'impulso al 50% dell'altezza e P è il periodo di rotazione della pulsar (1.86ms). Per l'osservazione da 35 minuti i valori da utilizzare sono: $S/N = 39.05$, $\Delta t = 2129.396\text{s}$ e $\Delta \nu = 800\text{MHz}$. Per quanto riguarda gli altri parametri, essi sono caratteristici del sistema, quindi sono dei valori tabulati: $T_{sys} = 20\text{K}$, $G = 2$, $N_p = 2$. Infine, il valore di W_e è stato fornito dall'articolo (Crawford et al. 2013) ed è di 0.27ms , mentre il valore di T_{sky} (per la frequenza centrale di 2000MHz) è stato calcolato considerando la relazione $T \propto \nu^{-2.7}$ e riscalandolo in base al valore di T_{sky}

per la frequenza di 408MHz ricavato da Haslam et al. (1982). È stato ottenuto il seguente valore: $T_{sky} = 2.4\text{K}$. Il valore ottenuto per S da questo calcolo è stato poi corretto dividendolo per la quantità discussa precedentemente, dovuto all'errore posizionale per questa specifica osservazione, ottenendo quindi il valore $S = 0,1\text{mJy}$.

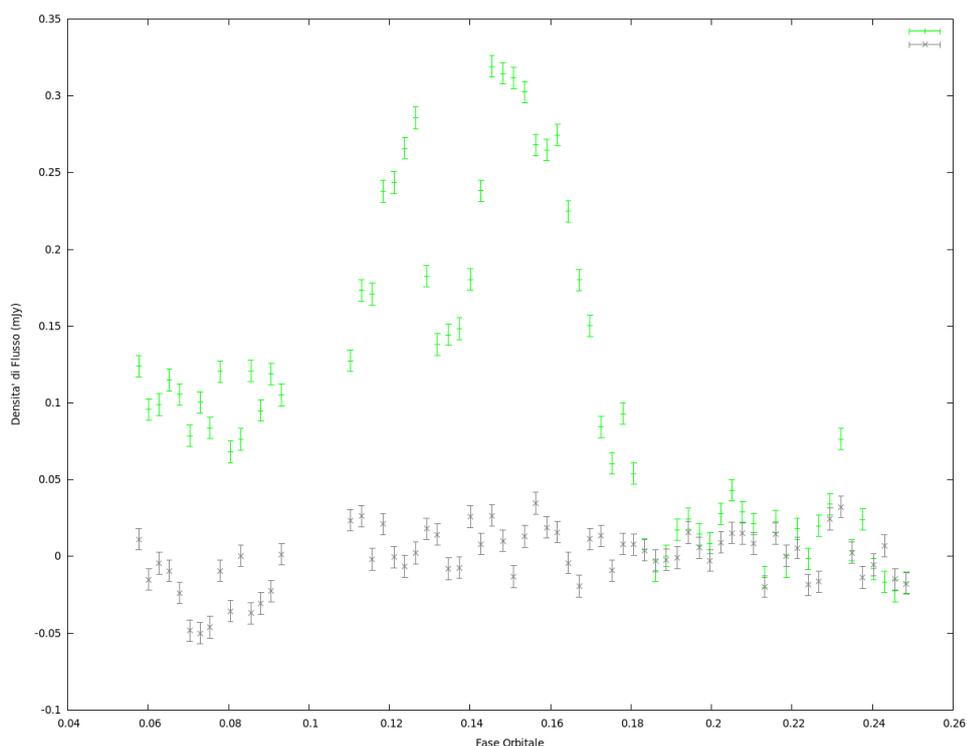


Figura 4.7: Confronto tra la curva di luce dell'impulso (on-pulse; verde) e la curva di luce relativa al rumore (off-pulse; grigio)

Come si può osservare dal grafico della curva di luce dell'impulso (in verde) la densità di flusso è abbastanza variabile, il suo valore inizialmente pari a $\sim 0.1\text{mJy}$ aumenta per poi diminuire progressivamente quando il sistema entra in eclisse. Questo andamento suggerisce che la materia eclissante, oltre a distribuirsi attorno alla stella compagna, è probabilmente distribuita in "blob" meno densi anche ad altre fasi orbitali (si veda per esempio l'attenuarsi del flusso attorno a fase 0.14).

Nel grafico si può osservare anche l'andamento del rumore (in grigio), che è stato calcolato utilizzando le stesse procedure descritte precedentemente, con la differenza che sono stati selezionati i primi 21 bin dal profilo fuori dalle fasi rotazionali in cui è presente l'impulso (off-pulse). Dal confronto tra i punti grigi e quelli verdi si può concludere che, intorno alla congiunzione superiore (fase orbitale 0.25), il segnale della pulsar risulta completamente assorbito, essendo virtualmente indistinguibile dal rumore stesso (ad

eccezione di un singolo punto a fase ~ 0.235).

4.4 Analisi degli impulsi singoli intensi

L'analisi degli impulsi singoli di particolare intensità ha richiesto l'uso di tre programmi della suite SIGPROC, il programma DSPSR e i programmi pav, pazi e pam della suite PSRCHIVE. Inizialmente è stato necessario convertire, con il programma filterbank, i file di dati delle osservazioni in file dati in formato .fil; successivamente con il programma dedisperse i dati delle osservazioni sono stati de-dispersi al valore del DM della pulsar (Crawford et al. 2013) ed è stata creata una serie temporale unica. I singoli impulsi particolarmente forti, nella serie temporale de-dispersa, sono stati ricercati utilizzando il codice peak. Questa operazione è stata effettuata per tutti e 6 i blocchi di osservazione, utilizzando per tutti un valore di soglia del rapporto segnale-rumore pari a 7. Al di sotto di questo valore sarebbe infatti virtualmente impossibile distinguere un impulso de-disperso genuino da, ad esempio, una interferenza monocromatica.

A questo punto, sono stati utilizzati i programmi DSPSR e pazi per creare degli archivi di dati sulle parti delle serie temporali in cui si presentavano i candidati impulsi evidenziati da peak, nonché visualizzarli nell'interfaccia grafica ed eventualmente effettuare la pulizia dei canali. Questo ha permesso di individuare le sottointegrazioni in cui si vedono impulsi più forti. Esse sono state poi fornite al codice pam ai fini di estrarre, per ognuna di esse, un file di archivio contenente solo la sottointegrazione di interesse.

L'archivio è stato poi visualizzato con il codice pav per verificare la natura dell'impulso, ovvero discernere se si tratta effettivamente di un impulso associabile all'emissione dalla pulsar o se sia invece un'interferenza. L'analisi effettuata ha riscontrato la presenza di alcuni impulsi intensi, che si sono però rivelati essere delle interferenze, fatto notato anche dalla durata temporale di questi impulsi (circa 1-2 s) evidentemente maggiore del periodo di rotazione della pulsar (1.86 ms). Nel grafico sottostante è possibile osservare una delle interferenze trovate durante l'analisi del blocco da 23 sottointegrazioni.

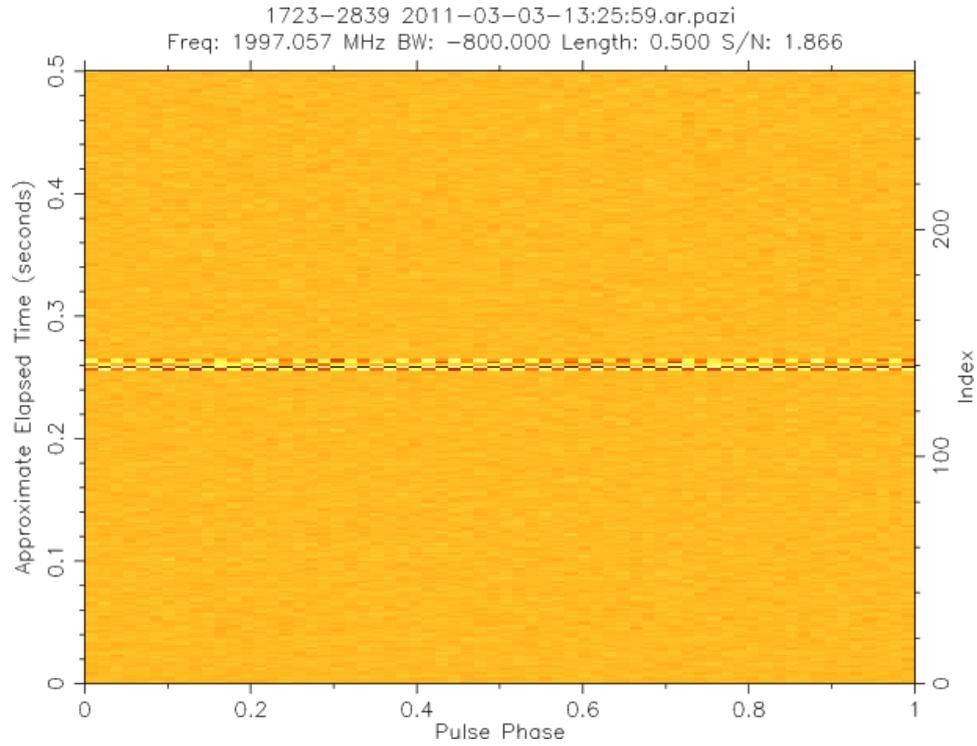


Figura 4.8: Interferenza foldata al periodo della pulsar PSR J1723-2837

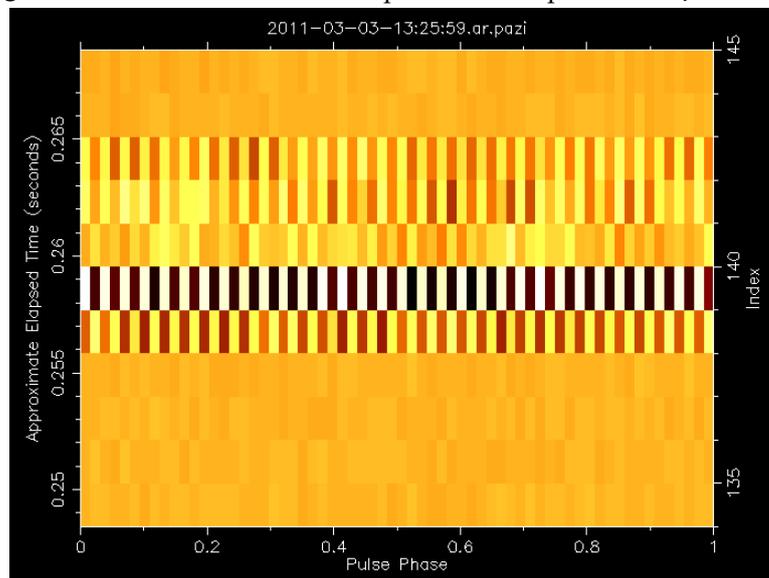


Figura 4.9: Ingrandimento dell'interferenza: la sua durata copre almeno 5 rotazioni della pulsar

Capitolo 5

Analisi dei risultati

In questo capitolo vengono discussi i risultati dell'analisi dati della pulsar PSR J1723-2837 riportata nel Capitolo 4. Come è stato detto nel Capitolo 3, la pulsar costituisce un sistema binario con un'altra stella di massa compresa tra 0.4 e $0.7M_{\odot}$. Il sistema è caratterizzato da un angolo di inclinazione orbitale compreso tra 30° e 41° . La pulsar segue un'orbita circolare, con periodo orbitale di circa 15 ore, ed entra in fase di eclisse per fasi orbitali vicino a 0.25.

5.1 Analisi della curva di luce radio

Dall'analisi dei tempi di arrivo del segnale della pulsar PSR J1723-2837 effettuata da Crawford et al. (2013), si può osservare come, a 2GHz , il segnale radio risulti eclissato per circa il 20% dell'orbita. Utilizzando la relazione:

$$D_E = a \sin i \cdot \Delta\phi \cdot 2\pi \quad (5.1.1)$$

dove $a \sin i$ è il semiasse maggiore dell'orbita e $\Delta\phi$ la copertura in fase dell'eclissi, si può dare una stima del diametro del materiale eclissante. Usando $\Delta\phi = 0.21$ e $a \sin i = 3.68 \times 10^{10}\text{cm}$ (Crawford et al.), si può ricavare un valore per la dimensione della regione eclissante pari a $D_E = 4.86 \times 10^{10}\text{cm}$, decisamente maggiore del raggio della stella e due volte maggiore del suo Lobo di Roche (l'ultima superficie equipotenziale stabile di una stella in un sistema binario).

Come anticipato nel Capitolo 4, dall'analisi della curva di luce prodotta in questo lavoro di tesi, data la presenza di modulazioni in flusso anche a fasi orbitali lontane dalla congiunzione superiore, si evince che parte del materiale eclissante è presente in piccoli agglomerati anche in altri punti dell'orbita.

5.2 Assorbimento del segnale radio

In questo paragrafo si proverà a dare un'interpretazione più quantitativa di quanto osservato nella curva di luce prodotta in questo lavoro, in particolare interpretando le modulazioni in flusso e l'eclissi come dovute ad assorbimento di *free-free*. Questo processo avviene quando si ha che un elettrone, che si muove in un campo elettrostatico, assorbe della radiazione in arrivo. In generale, si può esprimere l'assorbimento come:

$$S(0) = S(max)e^{-\tau} \quad (5.2.1)$$

dove $S(0)$ è il flusso al variare della fase, $S(max)$ è il flusso al massimo della curva di luce, quindi assunto come non assorbito e τ è la profondità ottica. Si può calcolare allora, per tre fasi orbitali in cui si è notata una variazione di flusso accentuata (o un'eclissi totale) il nostro τ .

Supponendo che l'assorbimento sia di tipo *free-free*, si può utilizzare la relazione:

$$\tau = \int_0^L k_v(l) dl. \quad (5.2.2)$$

dove $k_v(l)$ è il coefficiente di assorbimento. Quest'ultimo permette quindi di calcolare la profondità ottica per poi fare una stima della frazione di densità di flusso totale, in funzione della fase orbitale. Esso è espresso dalla relazione:

$$k(T, f) = 0.173 \left[1 + 0.13 \log \left(\frac{T^{\frac{3}{2}}}{Zf} \right) \right] \frac{n_e^2}{T^{\frac{3}{2}} f^2} \quad (5.2.3)$$

dove T è la temperatura, Z e n_e sono rispettivamente la carica e la densità numerica delle particelle e f è la frequenza.

Per i valori numerici da usare, si è fatto riferimento ai risultati ottenuti da Ridolfi (2012) per la densità $n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ e la temperatura 10^4 K , mentre per gli altri sono stati utilizzati i valori $f = 2000 \text{ MHz}$ (valore della frequenza centrale) e $Z = 1$. Il valore ottenuto per il coefficiente di assorbimento è di $k = 2.47 \times 10^{-14}$.

A questo punto è possibile calcolare il valore di τ . Considerando nella formula 5.2.2 k costante, si ottiene il seguente risultato: $\tau = kL$; il valore di L non è altro che il D_E espresso precedentemente nella relazione 5.1.1. La profondità ottica calcolata vale $\tau = 1.2 \times 10^{-3}$. Nella tabella sottostante sono riportati i valori ottenuti per la profondità ottica misurata tramite la relazione 5.2.1, in cui $S(max) = 0.32 \text{ mJy}$ per la curva di luce di Figura 4.7:

Valor medio della densità di flusso $S(0)$, (mJy)	Profondità ottica, τ
0.1	1.16
0.14	0.83
0.01	3.47

Si può notare dai risultati che i valori calcolati per la misura attesa di τ e per quella teorica presentano discordanze sia per il valore assoluto della profondità ottica sia per il suo andamento con la fase orbitale. Per quanto riguarda il primo punto, si nota che adottando una densità media n_e pari a 10^7 cm^{-3} il valore di τ si avvicina abbastanza in corrispondenza con quanto osservato, come riportato nella tabella seguente:

Densità n_e	Coefficiente di assorbimento k	Profondità ottica, τ
10^6	2.47×10^{-14}	1.2×10^{-3}
10^7	2.47×10^{-12}	0.12

Un valore di densità pari a 10^7 cm^{-3} è maggiore di quanto si osserva per J1023+0038 (Ridolfi 2012), ma rientra negli intervalli di densità osservati in altri sistemi di pulsar eclissanti. Per quanto riguarda invece la variazione con la fase orbitale del valore di τ , la sua modellizzazione richiede una analisi più approfondita circa la distribuzione del materiale eclissante (si veda al paragrafo 5.4). In particolare il valore della densità n_e costituisce un'approssimazione, in quanto la densità è variabile maggiormente nella zona dello shock. Per calcolarlo in modo più corretto sarebbe necessario effettuare uno studio sui ritardi dei tempi di arrivo degli impulsi in fase di ingresso e di uscita dall'eclisse.

5.3 Confronto delle osservazioni in banda radio e X

I dati radio analizzati in questa tesi sono parte di una campagna osservativa multifrequenza. In particolare esse sono state ottenute in (quasi) contemporanea con osservazioni XMM in banda X (Bogdanov et al. 2014). I dati radio coprono circa 3 ore a partire da UT 12:36 del 03-03-2011, mentre quelle X coprono 14 ore a partire dalle 14.50 del medesimo giorno.

5.3.1 Curve di luce

La curva di luce realizzata in questo lavoro di tesi può essere confrontata con la curva di luce, in figura 5.1, ottenuta in X (Bogdanov et al. 2014) per confrontare la fase di eclisse e le fluttuazioni del segnale della pulsar. Dal grafico si può osservare che la variazione orbitale inizia ad una fase orbitale pari a 0 e occupa una gran parte dell'orbita. La variazione della densità di flusso (in X espresso in conteggi al secondo) passa da un valore massimo di circa 0.7 a 0.35, quindi si ha un dimezzamento del valore della densità di flusso. Inoltre si può notare che essa segue un andamento sinusoidale mentre la curva di luce, ottenuta in radio nel lavoro di tesi, presenta una maggiore variabilità della densità di flusso a varie fasi orbitali ed una eclisse totale per il 20% dell'orbita attorno alla fase 0.25. La curva di luce ottenuta

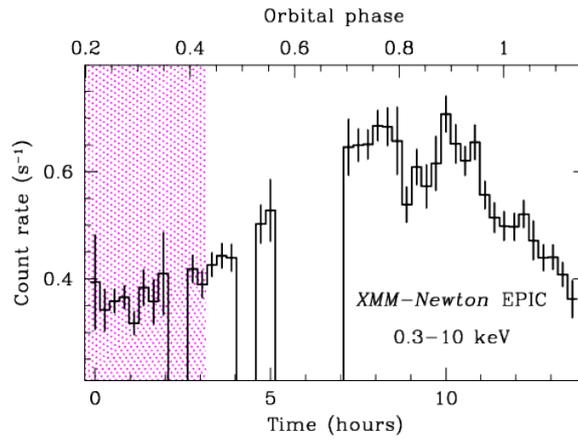


Figura 5.1: Curva di luce in X (Bodganov et al. 2014)

tramite le osservazioni in radio risale dalla fase orbitale di 0.4 mentre quella in X risale dalla fase orbitale 0.3.

5.3.2 Impulsi singoli

Per quanto riguarda l'analisi impulsi singoli, non sono stati trovati in radio degli impulsi singoli particolarmente intensi che siano associabili all'emissione da parte di PSR J1723-2837; questo si è verificato anche in X. Questo risultato non è sorprendente, ma rientra perfettamente nelle aspettative in quanto, generalmente, le pulsar al millisecondo non presentano impulsi singoli particolarmente intensi, ma capita solo di rado. Se invece fossero stati trovati degli impulsi singoli in radio e in X coincidenti, si sarebbero potute avere delle informazioni sulle regioni e sui meccanismi di emissione.

5.4 Sviluppi futuri

Per quanto riguarda lo studio della pulsar PSR J1723-2837 si potrebbe effettuare un'altra analisi dati che sia concentrata sui seguenti punti:

- Allineamento in fase degli impulsi radio e X che potrebbe risultare utile per verificare se la zona di emissione nelle due bande coincide o meno;
- Fare un paragone diretto con curve di luce simulate tramite l'utilizzo di modelli ed eventuale confronto al fine di vincolare geometria e composizione della materia eclissante e discernere il meccanismo di assorbimento (free-free o raman scattering);

- Nuove osservazioni in banda radio a due frequenze in simultanea per vincolare la durata dell'eclisse a diverse frequenze e quindi il processo fisico di eclisse.

Bibliografia

- Antoniadis, J. et al. (2013). "A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary". In: *Science* 340, p. 448. DOI: 10.1126/science.1233232. arXiv: 1304.6875 [astro-ph.HE].
- Archibald, A. M., V. M. Kaspi et al. (2010). "X-ray Variability and Evidence for Pulsations from the Unique Radio Pulsar/X-ray Binary Transition Object FIRST J102347.6+003841". In: *Astrophysical Journal* 722, pp. 88–95. DOI: 10.1088/0004-637X/722/1/88. arXiv: 1008.1068 [astro-ph.HE].
- Archibald, A. M., I. H. Stairs et al. (2009). "A Radio Pulsar/X-ray Binary Link". In: *Science* 324, pp. 1411–. DOI: 10.1126/science.1172740. arXiv: 0905.3397 [astro-ph.HE].
- Arons, J. e M. Tavani (1993). "High-energy emission from the eclipsing millisecond pulsar PSR 1957+20". In: *Astrophysical Journal* 403, pp. 249–255. DOI: 10.1086/172198.
- Bershady, M. A. et al. (2004). "SparsePak: A Formatted Fiber Field Unit for the WIYN Telescope Bench Spectrograph. I. Design, Construction, and Calibration". In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 116, pp. 565–590. DOI: 10.1086/421057. eprint: astro-ph/0403456.
- Bisnovaty-Kogan, G. S. e B. V. Komberg (1974). "Pulsars and close binary systems". In: *Soviet Astronomy* 18, p. 217.
- Blaauw, A. (1961). "On the origin of the O- and B-type stars with high velocities (the "run-away" stars), and some related problems". In: *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands* 15, p. 265.
- Bogdanov, S., A. M. Archibald et al. (2011). "A Chandra X-Ray Observation of the Binary Millisecond Pulsar PSR J1023+0038". In: *Astrophysical Journal* 742, 97, p. 97. DOI: 10.1088/0004-637X/742/2/97. arXiv: 1108.5753 [astro-ph.HE].
- Bogdanov, S., P. Esposito et al. (2014). "X-Ray and γ -Ray Studies of the Millisecond Pulsar and Possible X-Ray Binary/Radio Pulsar Transition Object PSR J1723-2837". In: *Astrophysical Journal* 781, 6, p. 6. DOI: 10.1088/0004-637X/781/1/6. arXiv: 1311.2024 [astro-ph.HE].
- Cordes, J. M. e T. J. W. Lazio (2002). "NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations". In: *ArXiv Astrophysics e-prints*. eprint: astro-ph/0207156.

- Crawford, F. et al. (2013). "PSR J1723-2837: An Eclipsing Binary Radio Millisecond Pulsar". In: *Astrophysical Journal* 776, 20, p. 20. DOI: 10.1088/0004-637X/776/1/20. arXiv: 1308.4956 [astro-ph.SR].
- Demorest, P. B. et al. (2010). "A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay". In: *Nature* 467, pp. 1081–1083. DOI: 10.1038/nature09466. arXiv: 1010.5788 [astro-ph.HE].
- Freire, P. C. C. et al. (2011). "On the nature and evolution of the unique binary pulsar J1903+0327". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 412, pp. 2763–2780. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2010.18109.x. arXiv: 1011.5809 [astro-ph.GA].
- Fruchter, A. S. et al. (1988). "Optical detection and characterization of the eclipsing pulsar's companion". In: *Nature* 334, pp. 686–689. DOI: 10.1038/334686a0.
- Gil, J. A., J. Kijak e J. H. Seiradakis (1993). "On the Two-Dimensional Structure of Pulsar Beams". In: *Astronomy & Astrophysics* 272, p. 268.
- Glendenning, N. K. (1992). "Limiting rotational period of neutron stars". In: *Physical Review D* 46, pp. 4161–4168. DOI: 10.1103/PhysRevD.46.4161.
- Haslam, C. G. T. et al. (1982). "A 408 MHz all-sky continuum survey. II - The atlas of contour maps". In: *Astronomy & Astrophysics, Supplement* 47, p. 1.
- Hewish, A. et al. (1968). "Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source". In: *Nature* 217, pp. 709–713. DOI: 10.1038/217709a0.
- Hui, C. Y. et al. (2014). "Exploring the X-Ray and γ -Ray Properties of the Redback Millisecond Pulsar PSR J1723-2837". In: *Astrophysical Journal Letters* 781, L21, p. L21. DOI: 10.1088/2041-8205/781/1/L21. arXiv: 1311.0223 [astro-ph.HE].
- Komesaroff, M. M. (1970). "Possible Mechanism for the Pulsar Radio Emission". In: *Nature* 225, pp. 612–614. DOI: 10.1038/225612a0.
- Lattimer, J. M. et al. (1990). "Rapidly rotating pulsars and the equation of state". In: *Astrophysical Journal* 355, pp. 241–254. DOI: 10.1086/168758.
- Lazaridis, K. et al. (2011). "Evidence for gravitational quadrupole moment variations in the companion of PSR J2051-0827". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 414, pp. 3134–3144. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2011.18610.x. arXiv: 1102.5646 [astro-ph.GA].
- Lorimer, D. R. (2008). "Binary and Millisecond Pulsars". In: *Living Reviews in Relativity* 11, p. 8. DOI: 10.12942/lrr-2008-8. arXiv: 0811.0762.
- Lorimer, Duncan e Michael Kramer (2005). *Handbook of pulsar astronomy*. A cura di Cambridge observing handbooks for research astronomers.
- Lyne, A. G. e R. N. Manchester (1988). "The shape of pulsar radio beams". In: *Monthly Notices of the RAS* 234, pp. 477–508.
- Manchester, R. N., G. B. Hobbs et al. (2005). "ATNF Pulsar Catalog (Manchester+, 2005)". In: *VizieR Online Data Catalog* 7245,

- Manchester, R. N. e A. G. Lyne (1977). "Pulsar interpulses - Two poles or one". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 181, pp. 761–767.
- Manchester, R. N., A. G. Lyne et al. (2001). "The Parkes multi-beam pulsar survey - I. Observing and data analysis systems, discovery and timing of 100 pulsars". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 328, pp. 17–35. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2001.04751.x. eprint: astro-ph/0106522.
- Radhakrishnan, V. e D. J. Cooke (1969). "Magnetic Poles and the Polarization Structure of Pulsar Radiation". In: *Astrophysical Letters* 3, p. 225.
- Rankin, J. M. (1993). "Toward an empirical theory of pulsar emission. VI - The geometry of the conal emission region". In: *Astrophysical Journal* 405, pp. 285–297. DOI: 10.1086/172361.
- Ridolfi, Alessandro (2012). "Probing eclipse mechanism in Black Widow Pulsars and Redbacks: development of a code and its applications". Tesi magistrale. Università La Sapienza di Roma.
- Roberts, M. S. E. et al. (2014). "Intrabinary shock emission from "black widows" and "redbacks"". In: *Astronomische Nachrichten* 335, pp. 313–317. DOI: 10.1002/asna.201312038. arXiv: 1402.5507 [astro-ph.HE].
- Roberts, Mallory S.E. (2012). "Surrounded by spiders! New black widows and redbacks in the Galactic field". In:
- Ruderman, M., J. Shaham e M. Tavani (1989). "Accretion turnoff and rapid evaporation of very light secondaries in low-mass X-ray binaries". In: *Astrophysical Journal* 336, pp. 507–518. DOI: 10.1086/167029.
- Rybicki, George B. e Alan P. Lightman (1979). *Radiative Process in Astrophysics*. A cura di Wiley.
- Scheuer, P. A. G. (1968). "Amplitude Variations in Pulsed Radio Sources". In: *Nature* 218, pp. 920–922. DOI: 10.1038/218920a0.
- Shibazaki, N. et al. (1989). "Does mass accretion lead to field decay in neutron stars?" In: *Nature* 342, pp. 656–658. DOI: 10.1038/342656a0.
- Staff, GBT Support (2011). *The proposer's guide for the Green Bank Telescope*. URL: <http://www.gb.nrao.edu/gbtprops/man/GBTpg.pdf>.
- Staveley-Smith, L. et al. (1996). "The Parkes 21 CM multibeam receiver". In: *Publications of the Astron. Soc. of Australia* 13, pp. 243–248.
- Wang, Z. et al. (2009). "SDSS J102347.6+003841: A Millisecond Radio Pulsar Binary That Had a Hot Disk During 2000-2001". In: *Astrophysical Journal* 703, pp. 2017–2023. DOI: 10.1088/0004-637X/703/2/2017. arXiv: 0905.3899 [astro-ph.HE].