

Indice

Introduzione	3
1 Pulsar e Millisecond Pulsar	7
1.1 Un po' di storia	7
1.2 Cenni di evoluzione stellare: formazione di una stella di neutroni	10
1.2.1 Condensazione del gas interstellare	10
1.2.2 Vita della stella	12
1.2.3 Morte della stella	14
1.2.4 Campi magnetici e periodi di rotazione di una stella di neutroni: una spiegazione euristica	15
1.3 L'emissione di una Pulsar	16
1.3.1 Il modello di Goldreich e Julian	16
1.3.2 Il piano $\mathbf{P} - \dot{\mathbf{P}}$	18
1.4 Millisecond Pulsars	20
2 Interesse scientifico delle Pulsar	25
2.1 Caratteristiche	25
2.2 Misura del tempo	26
2.3 Studio dei campi gravitazionali forti	26
2.3.1 Test su doppie stelle di neutroni	27
2.3.2 Test su sistemi Stella di Neutroni + Nana Bianca	30
2.3.3 Ricerca di onde gravitazionali	31
2.4 Studio della materia allo stato ultradenso	31
2.5 Studio degli ammassi globulari	33

2.6	Studio del mezzo interstellare	35
3	Metodi di ricerca del segnale di una Pulsar	37
3.1	Una ricerca complicata	37
3.2	Ricerca di Pulsar solitarie	38
3.2.1	Dedispersione	38
3.2.2	Analisi di Fourier	41
3.2.3	Folding	42
3.3	Effetti del moto orbitale	43
3.3.1	Ricerca Accelerata coerente	44
3.3.2	Analisi nel dominio della frequenza	45
3.4	Scopo della Tesi	48
4	Dynamic power spectra con FFT_split	49
4.1	Supercalcolo sul cluster MANGUSTA.	49
4.1.1	I cluster <i>Beowulf</i>	49
4.1.2	La struttura e la dotazione software di MANGUSTA.	51
4.2	Software in uso presso l'OAC	52
4.2.1	Dispersione: <code>vlsa-dedisp</code>	53
4.2.2	Analisi spettrale, ricerca accelerata coerente e ricerca di candi- dati: <code>vlsa-search</code>	53
4.2.3	Fast folding: <code>vlsa-one-fold</code>	54
4.3	Il progetto <code>FFT_split</code>	54
4.4	Perché il Fortran	55
4.5	<code>vlsa_split_search</code>	59
4.5.1	I file da analizzare	59
4.5.2	Procedura di analisi	59
4.6	<code>fft_split_plot</code>	61
4.6.1	Struttura del programma	61
4.6.2	Descrizione delle subroutine principali	65
4.7	Sviluppi futuri	68

5	Ricerca di Pulsar con compagni massivi: confronto tra la <i>Dynamic Power Spectrum Search</i> e altre metodiche.	69
5.1	Programmi utilizzati per i test	70
5.1.1	simulbp	70
5.1.2	deorbit	70
5.2	La scelta dei parametri delle simulazioni	70
5.3	I risultati delle simulazioni	72
5.3.1	Test 1	74
5.3.2	Test 2	76
5.3.3	Test 3	77
5.3.4	Test 4	78
5.3.5	Test 5	79
5.3.6	Test 6	81
5.3.7	Test 7	82
5.3.8	Test 8	84
5.3.9	Test 9	85
5.4	Riassunto dell'esito delle simulazioni	86
	Conclusioni	87
	Bibliografia	87

Introduzione

Il lavoro di questa Tesi si inserisce nel filone di ricerca volto alla scoperta di Pulsar in sistemi binari, e più specificatamente nella ricerca di Pulsar con periodi di rotazione veloci e in orbita in sistemi binari molto stretti con altri oggetti celesti di massa paragonabile o superiore.

Negli ultimi anni la scoperta di alcuni sistemi di questo tipo ha aperto nuove strade per la verifica di una serie di teorie fisiche, in campi anche molto diversi tra loro. In particolare, la scoperta della doppia Pulsar J0737-3039 ad opera del Gruppo Pulsar di Cagliari (Burgay et al., 2003) ha suscitato nell'ambiente scientifico un entusiasmo notevole, per via di una serie di implicazioni notevoli, che vanno da test di relatività generale, alla fisica della materia nucleare, alla fisica dei plasmi (questi aspetti saranno passati in rassegna in dettaglio nel Capitolo 2). Questo campo di ricerca è attualmente molto vivo e fra gli obiettivi che esso si pone vi è la scoperta di pulsar orbitanti oggetti particolarmente massicci ed esotici come i buchi neri.

Sfortunatamente, una ricerca efficiente dei segnali provenienti da una Pulsar rapidamente rotante e in orbita con una compagna di massa notevole (quale e' atteso essere un eventuale buco nero) costituisce un problema computazionale assai complicato: i metodi tradizionalmente utilizzati per la ricerca si dimostrano spesso troppo esosi in termini di risorse computazionali.

Sono state così recentemente proposte delle nuove procedure di ricerca: l'implementazione e l'effettiva valutazione delle potenziali di una fra tali tecniche costituisce il nucleo del lavoro effettuato in questa Tesi.

La trattazione sarà così strutturata: vedremo nel Capitolo 1 una panoramica sulle principali caratteristiche delle Pulsar; nel Capitolo 2 daremo una descrizione dei principali campi di ricerca fisica per i quali le Pulsar rappresentano oggi una fonte

di informazioni unica; nel Capitolo 3 verranno invece trattati i metodi di ricerca di Pulsar e Pulsar binarie, nel Capitolo 4 parleremo dello sviluppo, ad opera dell'autore di questa Tesi, di un nuovo software per la ricerca di Pulsar binarie, mentre nel Capitolo 5 verranno esposti alcuni test di confronto tra il software medesimo e quelli finora utilizzati presso l'Osservatorio Astronomico di Cagliari.

Capitolo 1

Pulsar e Millisecond Pulsar

1.1 Un po' di storia

La scoperta della prima Pulsar avvenne a Cambridge nel 1967 durante uno studio sulla scintillazione nel vento solare di segnali radio provenienti da quasars. La dottoranda Jocelyn Bell ed il suo mentore Anthony Hewish notarono un segnale radio pulsato avente una durata dell'ordine della decina di millisecondi ed un periodo di ripetizione di 1.337 s la cui regolarità rappresentava qualcosa di misterioso, tanto da far pensare ad un segnale prodotto da extraterrestri ed addirittura da far prendere misure precauzionali al fine di evitare timori da parte dell'opinione pubblica¹. Ma l'ipotesi aliena fu subito scartata in favore di altre meno improbabili.

Le stelle di neutroni, la cui esistenza era stata ipotizzata da Baade and Zwicky (1934) (ma, a quanto pare, anche da Landau (1932)) e l'anno dopo da Chandrasekhar (1935), non erano mai state osservate direttamente fino ad allora. Nell'articolo che presentava la scoperta (Hewish et al., 1968), Hewish e Bell ipotizzarono che si trattasse proprio di una stella di neutroni. Prima l'italiano Pacini (1968) e dopo l'americano Gold (1968) svilupparono in modo indipendente la spiegazione oggi accettata, e cioè che le PULSAR (così battezzate dal corrispondente scientifico del *Daily Telegraph*, dr. Anthony Michaelis, dalla contrazione di *pulsating star*) siano stelle di neutroni rotanti.

Possono essere postulati vari modelli fisici in grado di produrre una successione regolare di impulsi, ma solo una stella di neutroni può rispondere alle caratteristiche

¹Il primo nome dato alla Pulsar fu **LGM**, abbreviazione di *Little Green Men*, "piccoli omini verdi"

del segnale osservato delle Pulsar; vediamo perché:

- **Rotazione in Sistemi binari.** Un sistema binario di stelle potrebbe essere in grado di produrre degli impulsi regolari, tramite fenomeni di eclisse tali da nascondere un eventuale segnale radio continuo emesso da una delle due stelle per parte dell'orbita; tuttavia, secondo la terza legge di Keplero

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)} a^3 \quad (1.1)$$

(dove P è il periodo orbitale, m_1 ed m_2 le masse delle due stelle, e a il semiasse maggiore dell'orbita), un sistema binario in grado di produrre impulsi frequenti come quelli di alcune Pulsar dovrebbe essere composto da stelle estremamente vicine tra loro, e secondo la Relatività Generale la loro separazione orbitale dovrebbe diminuire per via dell'emissione di onde gravitazionali, ed il loro periodo di rivoluzione diminuire di conseguenza. Ciò contraddice il dato osservativo dell'*aumento* del periodo degli impulsi ricevuti.

- **Stelle Pulsanti.** La pulsazione stellare è un fenomeno osservato e noto, il cui periodo di oscillazione dipende dalla densità media della stella. Le nane bianche possono oscillare con periodi tra 100 e 1000 s, per via della formazione di onde stazionarie di pressione all'interno di esse. Essendo il periodo di oscillazione minimo delle nane bianche molto più lungo di gran parte dei periodi osservati nelle Pulsar, si può pensare che la pulsazione avvenga in stelle di neutroni. Esse però sarebbero solo in grado di produrre oscillazioni con periodo di pochi millisecondi, e comunque non superiori a qualche decimo di secondo, come invece si verifica in molte Pulsar con periodo nell'ordine dei secondi. Inoltre, il periodo tenderebbe a diminuire, contraddicendo le osservazioni.
- **Stelle Rotanti.** Infine, si può ipotizzare che le pulsazioni osservate siano dovute ad un moto rotatorio. Si può facilmente ricavare una formula approssimata che descriva la massima velocità angolare di una stella, eguagliando l'accelerazione centripeta e quella gravitazionale; nell'ipotesi in cui la stella sia perfettamente

sferica, otteniamo per il periodo minimo

$$P_{min} = 2\pi\sqrt{\frac{R^3}{GM}} \quad (1.2)$$

(dove R ed M sono rispettivamente il raggio e la massa della stella, e G la costante di gravitazione universale), da cui si ricava che per una nana bianca come Sirius B il periodo minimo è di circa 7 s, mentre per una stella di neutroni di $1.4 M_{\odot}$ può scendere fino a $5 \cdot 10^{-4}$ s.

In effetti, la teoria di Gold e Pacini venne subito confermata dalla scoperta di alcune altre Pulsar, delle quali la più importante è la PSR B0531+21² nella nebulosa del Granchio (vedi Staelin and Reifenstein, 1968) (da cui il soprannome “Crab Pulsar”), il cui periodo di rotazione, 0.0333 s, è troppo rapido per poter essere spiegato in altro modo.

Esistono altre osservazioni a supporto del modello che prevede che le Pulsar siano stelle di neutroni rotanti. Le stelle di neutroni (d’ora in poi NS, *Neutron star*) sono uno dei possibili punti di arrivo dell’evoluzione di stelle massive (vedi pag. 10), e frutto nella maggior parte dei casi di un’esplosione di supernova. È quindi una conferma vedere che spesso le Pulsar sono localizzate in resti di supernova. Uno dei casi più noti è quello della Crab Pulsar PSR B0531+21 già citata, localizzata nel resto della supernova osservata dai cinesi nel 1054 d.C..

Proprio il caso della Crab Pulsar ha ispirato la spiegazione oggi accettata per il meccanismo di rilascio energetico da parte delle Pulsar. La nebulosa del Granchio era infatti nota da diversi anni prima della scoperta della Pulsar per via di una emissione luminosa che Shklovsky (1953) aveva ipotizzato essere emissione di sincrotrone (vedi pag. 16), fatto poi confermato dall’analisi dello spettro (a legge di potenza, e quindi distinguibile da quello di corpo nero) e della polarizzazione lineare del segnale. L’osservazione di uno spettro di sincrotrone indicava che doveva esserci un forte campo magnetico (nelle zone di emissione, circa 10^{-3} G, tre ordini di grandezza più elevato del campo magnetico galattico) che permeava la nebulosa, ed inoltre un continuo

²La nomenclatura delle Pulsar consiste nella sigla PSR (facoltativa) seguita da B o J in base al sistema di coordinate utilizzato (B per *Besselian*, J per *Julian*), l’ascensione retta nel formato hhmm e la declinazione in gradi (le prime due cifre i gradi, le eventuali successive i decimali per il sistema B ed i minuti d’arco per il sistema J)

flusso di particelle energetiche che, interagendo col campo, desse luogo all'emissione. L'osservazione di pattern caratteristici dovuti ad emissione di ciclotrone nei segnali ad alta energia (raggi X) provenienti da stelle di neutroni isolate o in binarie X (vedi ad esempio Trümper et al. 1978, Wheaton et al. 1979 e Bignami et al. 2003) dimostra che le stelle di neutroni possono in effetti avere campi magnetici superficiali di $10^{11\div 12}$ G, e stime basate su modelli (vedi §1.3.2) fanno pensare in molti casi a campi magnetici anche più elevati. Supponendo una dipendenza funzionale del campo dalla distanza r del tipo $B \propto B_0/r^3$, campi magnetici superficiali di tale intensità possono render conto di campi magnetici nell'ordine di 10^{-3} G a distanza r dell'ordine delle dimensioni della Crab Nebula. Per quanto riguarda la sorgente del flusso di particelle energetiche, vedremo più avanti.

Un altro fatto degno di nota è che, mentre circa la metà delle stelle comuni fanno parte di sistemi binari, lo stesso non si può dire delle Pulsar, per le quali l'appartenenza a tali sistemi si verifica solo nell'1% dei casi. Il fenomeno è spiegato dai modelli sull'origine delle Pulsar, come vedremo più avanti.

Allo stesso modo, si nota che le Pulsar, rispetto alle stelle di sequenza principale, hanno velocità molto elevate. Mentre per una stella comune le velocità si aggirano intorno a $10 \div 50$ km/s, le Pulsar possono avere velocità anche di 1000 km/s; questo particolare verrà spiegato nel §1.2.3.

1.2 Cenni di evoluzione stellare: formazione di una stella di neutroni

Le stelle di neutroni rappresentano uno dei possibili punti d'arrivo dell'evoluzione delle stelle. Consideriamo ora la vita di una stella, ed i fenomeni fisici che entrano in gioco nella sua evoluzione.

1.2.1 Condensazione del gas interstellare

Consideriamo una nube di gas interstellare; possiamo ipotizzare che in condizioni di temperatura e densità non troppo elevate tale nube sia composta da atomi neutri e molecole. Inoltre, mettiamoci nella condizione in cui la nube sia sferica, la distribuzione

della densità abbia anch'essa una simmetria sferica, e le uniche forze in gioco siano la gravità e la pressione interna, data dal moto termico delle particelle.

In condizioni di equilibrio idrostatico, si può dimostrare la seguente relazione tra la pressione media $\langle P \rangle$, l'energia cinetica E_K e l'energia gravitazionale E_G :

$$\langle P \rangle = \frac{2 E_K}{3 V} = -\frac{1 E_G}{3 V} \quad (1.3)$$

(dove V è il volume), che porta alle seguenti relazioni (**teorema del viriale**)

$$E_{TOT} = -E_K \quad (1.4a)$$

$$E_{TOT} = \frac{1}{2} E_G \quad (1.4b)$$

da cui si ottiene che, per una variazione di energia totale δE_{TOT} positiva

$$\delta E_{TOT} > 0 \implies \begin{cases} \delta E_K < 0 \\ \delta E_G > 0 \end{cases} \quad (1.5a)$$

mentre in fase di deficit di energia

$$\delta E_{TOT} < 0 \implies \begin{cases} \delta E_K > 0 \\ \delta E_G < 0 \end{cases} \quad (1.5b)$$

Quindi, un *aumento* di energia disponibile provoca un'*espansione* della nube ed un contemporaneo *raffreddamento* della medesima; invece, una *diminuzione* di energia totale dà luogo ad una *contrazione* ed un *riscaldamento* della nube.

Ipotizziamo ora di avere una nube in fase di contrazione gravitazionale. Perché la contrazione non si arresti, l'energia gravitazionale deve essere in modulo superiore a quella cinetica, e si può dimostrare facilmente che esiste un valore minimo della massa totale della nube per cui ciò possa avvenire; tale massa, detta **Massa di Jeans**, data una nube di un gas perfetto, sferica, di raggio R e temperatura T , composta da particelle di massa media \bar{m} , è pari a

$$M_J = \frac{1}{F} \frac{3kT}{2G\bar{m}} R \quad (1.6)$$

dove F è una costante in cui sono contenute le informazioni sulla distribuzione del gas (ad esempio $F = 3/5$ per una distribuzione omogenea, $F = 1/2$ per un guscio sferico) Si può anche ottenere un'espressione per il minimo raggio, detto **raggio di Jeans**, della nube di densità ρ_0 necessario per il collasso:

$$R_J = \left(\frac{3M_J}{4\pi\rho_0} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{3}{4\pi\rho_0} \frac{3kT}{G\bar{m}F} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.7)$$

Con l'aumentare della temperatura, le molecole si scindono in singoli atomi, gli atomi vengono ionizzati, e la contrazione continua, fino ad una densità critica che è data dal principio di Pauli applicato agli elettroni del gas.

Qui si arriva al primo fondamentale bivio: la stella nasce solo se la temperatura aumenta in modo sufficiente da provocare l'innesco delle reazioni di fusione nucleare prima di raggiungere questa densità critica; in caso contrario la contrazione si arresta e si forma un pianeta gassoso o una *nana bruna*.

La massa minima per l'innesco di un combustibile composto da idrogeno è pari a circa $0.08 M_\odot$.

1.2.2 Vita della stella

Le stelle producono energia attraverso reazioni di fusione nucleare, dando luogo alla produzione, a partire dall'idrogeno, di elementi più pesanti.

Nella prima fase, nel nucleo della stella viene bruciato idrogeno, e attraverso alcuni passaggi intermedi in cui vengono formati deuterio e trizio, l'idrogeno viene trasformato in elio (**catena protone-protone**). Un'alternativa è il cosiddetto **ciclo CNO**, comune in stelle più massicce del Sole, nel quale atomi di carbonio, azoto ed ossigeno (probabilmente presenti già dalla nascita della stella, come resti di qualche stella precedente) fanno da intermediari per la produzione di elio.

Quando l'idrogeno inizia a non essere più in quantità sufficiente da poter sostenere le reazioni necessarie a supportare la stella, il suo nucleo inizia a contrarsi. La temperatura al centro aumenta, ed inizia a bruciare l'idrogeno degli strati più esterni, i quali si dilatano notevolmente. La stella diventa una **gigante**. L'elio prodotto affonda negli strati più interni, verso il nucleo, dove la pressione aumenta a causa della contrazione. La massima pressione raggiungibile è ancora una volta la pressione di degenerazio-

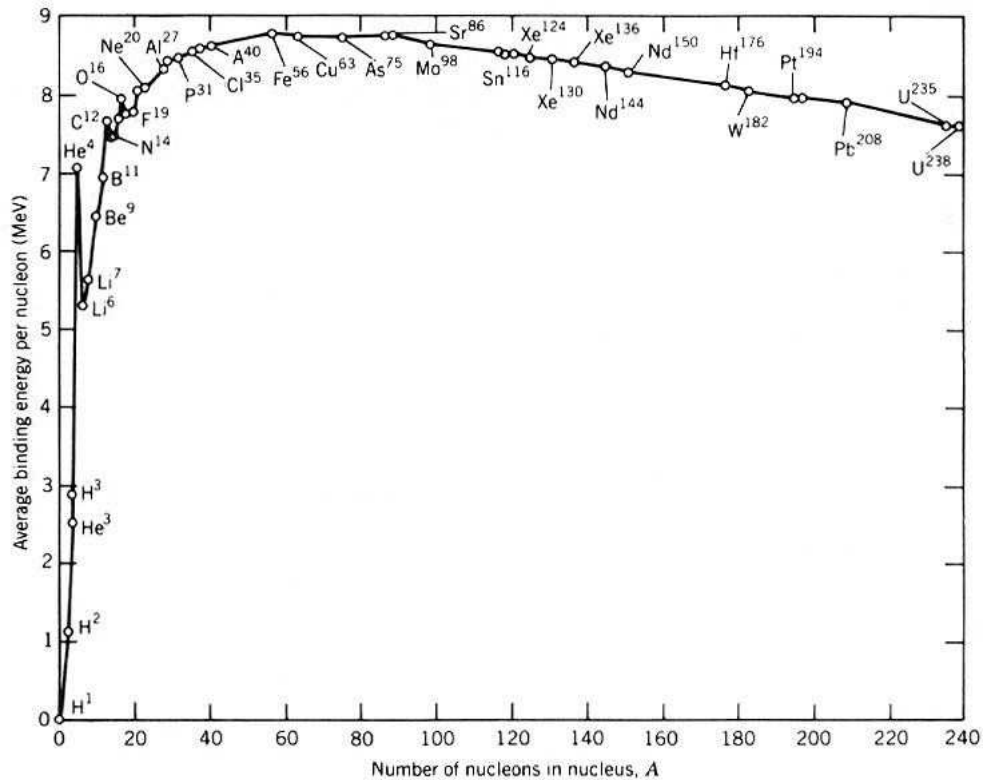


Figura 1.1: Energia di legame nucleare (o *difetto di massa*) per nucleone in funzione del numero atomico. Fonte: http://www.alaskajohn.com/physics/charts/binding_energy.jpg

ne degli elettroni. In quanto segue, assumeremo sempre che la massa della stella sia tale da innescare la reazione successiva prima del raggiungimento della pressione di degenerazione.

Ad una temperatura di circa $1.2 \cdot 10^8$ K (raggiungibile solo in stelle di massa superiore a $0.5 M_{\odot}$) avviene il cosiddetto **flash dell'elio**, così definito per via di un notevole aumento di luminosità della stella: in questa fase l'elio brucia formando berillio, il quale decade in elio con una vita media di circa 10^{-16} s, se non subisce una seconda reazione con un altro atomo di elio a formare un atomo di carbonio, stabile. Gli strati esterni si contraggono leggermente.

Se la massa è sufficiente, il ciclo si ripete, formando elementi via via sempre più pesanti, dando alla stella una struttura “a cipolla” con gli elementi più pesanti al centro³. L'elemento più pesante che si può formare in questo modo è il ferro ($M \gtrsim$

³Una trattazione dettagliata sull'argomento si può trovare nei libri di testo Carrol and Ostlie (1996) e Phillips (1994)

$8M_{\odot}$): infatti, come si può vedere in fig. 1.1, il ferro è l'elemento con la più grande energia di legame per nucleone. Mentre la fusione nucleare di nuclei più leggeri provoca un *rilascio* di energia, la fusione del ferro richiederebbe l'*assorbimento* di energia.

1.2.3 Morte della stella

Abbiamo visto come il fattore in grado di bloccare l'evoluzione della stella sia la pressione di degenerazione degli elettroni. In realtà, questo vale solo per valori di pressione e temperatura tali che gli elettroni siano non relativistici. Esiste una massa limite per il nucleo di ferro della stella, detta **massa di Chandrasekhar** (Chandrasekhar, 1931) pari a circa $1.4 M_{\odot}$, per la quale gli elettroni del *core* durante il collasso diventano relativistici. Dunque quando una massa di Chandrasekhar di ferro inizia a collassare, il nucleo più interno della stella collassa in modo catastrofico, assorbendo un enorme quantitativo di energia potenziale attraverso reazioni di cattura elettronica e trasformandosi in un nucleo di neutroni. Se la massa del *core* non è troppo grande, la contrazione si ferma per via dell'azione della forza nucleare (forte), divenuta repulsiva per via della densità (superiore a quella di un nucleo atomico) e questo causa l'emissione di un'onda d'urto che investe gli strati superiori in caduta libera. L'onda d'urto si propaga attraverso tali strati provocando una serie di processi il cui risultato finale è la **supernova**, una esplosione durante la quale viene emessa un'enorme quantità di neutrini e radiazione a tutte le lunghezze d'onda, oltretutto gran parte della massa stellare.

Quando la stella fa parte di un sistema binario, succede che quando dopo l'esplosione di supernova gli strati esterni sono stati espulsi e raggiungono la stella compagna, essa non risente più della loro attrazione gravitazionale, per via delle ben note leggi della fisica newtoniana. Quest'improvviso calo dell'attrazione gravitazionale tra la stella esplosa, di cui è rimasto solo il nucleo, e la compagna, sotto certe condizioni provoca la rottura del sistema binario. In particolare, nel caso in cui l'esplosione sia simmetrica rispetto al centro della stella, la condizione *necessaria* perché ciò avvenga è che la massa espulsa sia almeno *la metà* della massa totale del sistema.

Avviene, in gran parte dei casi, che l'esplosione non sia simmetrica, ma avvenga con una direzione preferenziale. In questo caso, l'esplosione dà alla stella una forte spinta (in gergo, *kick*, calcio), la quale spesso è tale da rompere il sistema binario.

Ciò che resta del nucleo è una **stella di neutroni** se la massa del *core* di ferro prima dell'esplosione non supera le circa $3 M_{\odot}$. Altrimenti, la pressione di degenerazione dei neutroni non è sufficiente a fermare la contrazione, e quello che si forma è un **bucco nero**.

1.2.4 Campi magnetici e periodi di rotazione di una stella di neutroni: una spiegazione euristica

Dalla teoria classica dell'elettromagnetismo sappiamo che in un conduttore ogni variazione del flusso magnetico attraverso una qualsiasi superficie S delimitata da un circuito chiuso viene controbilanciata da un moto di cariche nel circuito che, nel caso in cui la resistenza sia nulla, tende a controbilanciare la variazione del flusso medesimo. Questa conservazione del flusso magnetico la ritroviamo nel nostro caso, in quanto le stelle di neutroni sono costituite da materiali di conducibilità elevatissima. Durante la contrazione che trasforma il core di una stella in una NS, possiamo assumere che il flusso magnetico rimanga costante, ed essendo esso definito come

$$\Phi = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}, \quad (1.8)$$

allora al diminuire della superficie della stella, perché il flusso rimanga costante, deve crescere il campo magnetico.

Facendo un calcolo approssimato, il passaggio da una stella di raggio nell'ordine dei 10^6 km ad una NS di raggio intorno ai 10 km (quindi, con una superficie 10^{10} volte più piccola) fa crescere il campo magnetico di 10^{10} volte. Quindi secondo questo calcolo una stella come il Sole, se potesse diventare una NS, avrebbe un campo nell'ordine dei $10^{10 \div 11}$ G.

In realtà, come già visto nel §1.1, le stelle di neutroni possono raggiungere campi anche mille volte più grandi.

Un'altra conseguenza della contrazione riguarda la velocità angolare della stella: per la conservazione del momento angolare, infatti, quando la stella originaria si contrae, la sua velocità angolare deve aumentare. Ed è così che da periodi di rotazione di giorni o mesi si passa a periodi di pochi millisecondi.

Inoltre, abbiamo visto nel §1.2.3 come le Pulsar siano nella maggior parte di casi

formate in esplosioni di supernova, e ciò spiega come mai non solo le Pulsar sono in genere stelle *solitarie*, ma anche perché la loro velocità media sia di un ordine di grandezza più elevata rispetto alle loro progenitrici (Lyne and Lorimer, 1994), come abbiamo visto nel §1.1.

1.3 L'emissione di una Pulsar

Sebbene non si conosca con precisione il meccanismo di emissione del segnale radio delle Pulsar, e nessuno sia ancora riuscito a presentare un modello che fughi tutti i dubbi, si ha un'idea abbastanza convincente dei fattori fisici che portano alla formazione del beam di emissione radio. Un modello semplificato, ma che dà indicazioni qualitative sulle caratteristiche del beam, è stato proposto da Goldreich and Julian (1969), e studia la NS come una sfera magnetizzata il cui asse magnetico è coincidente con quello di rotazione.

1.3.1 Il modello di Goldreich e Julian

Le Pulsar sono stelle di neutroni rapidamente rotanti e dotate di un campo magnetico \mathbf{B} compreso nell'intervallo $10^{7.5} \div 10^{13}$ G. Nonostante le caratteristiche che le rendono interessanti, sotto molti punti di vista, siano la forma asferica e la non coincidenza di asse magnetico e asse di rotazione, è utile, per capirne alcune caratteristiche, modellarle come sfere perfette con gli assi di rotazione e magnetico coincidenti, rotanti nel vuoto con velocità angolare $\boldsymbol{\Omega}$. Dalla teoria di Maxwell sappiamo che in ogni punto \mathbf{r} dell'intorno di una tale sfera ci sarà un campo elettrico \mathbf{E} indotto che rispetti la legge

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c}(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B} = 0. \quad (1.9)$$

Il campo elettrico così prodotto, che si può stimare a partire da valori tipici di B , r e Ω come

$$E \sim B\Omega r/c \sim 10^{12} \text{V cm}^{-1} \quad (1.10)$$

è capace di vincere l'attrazione gravitazionale della NS sulle cariche (elettroni e/o ioni) presenti sulla superficie, dando origine ad una densa *magnetosfera*⁴

Data l'elevata conducibilità del plasma nella magnetosfera, esso ruota in modo solidale con il campo magnetico della stella (Frank et al., 1985). Ma tale corotazione non può avvenire a qualunque distanza dalla superficie, perché la relatività ristretta ci dice che nessuna particella può superare la velocità della luce nel vuoto; esiste dunque una distanza limite per la co-rotazione definita da

$$R_{LC} = \frac{c}{\Omega} = \frac{cP}{2\pi} \simeq 4.77 \times 10^4 \text{ km} \left(\frac{P}{s} \right) \quad (1.11)$$

che definisce a sua volta il concetto di *cilindro di luce*, cioè quel cilindro immaginario avente come asse l'asse di rotazione della stella e come raggio R_{LC} .

A causa del fatto che il vincolo relativistico della velocità non superiore a c si applica anche alle linee di forza del campo magnetico, esse non possono corotare con la stella al di fuori del cilindro luce. Si generano dunque due regioni nella magnetosfera: una nella quale le linee di campo restano chiuse (*magnetosfera chiusa*) che ruota solidalmente con la stella ed una seconda in cui le linee di forza si aprono (*magnetosfera aperta*). Quando raggiungono i limiti del cilindro di luce, gli elettroni che si muovono nella magnetosfera aperta sono liberi e si allontanano sotto forma di Pulsar wind.

Gli elettroni si muovono ruotando attorno e lungo le linee del campo magnetico. La forte accelerazione dà luogo all'emissione di raggi γ i quali, se sufficientemente energetici⁵, decadono in coppie elettrone-positrone, che a loro volta vengono accelerati e se sufficientemente energetici producono altri raggi γ , dando luogo ad un effetto cascata fino a che, con meccanismi ancora da capire, non si arriva alla produzione di onde radio.

Siccome le linee di forza aperte esistono solo entro un certo angolo rispetto al polo magnetico, allora l'emissione avverrà solo all'interno del cono individuato da tale angolo. Mettendoci adesso in un caso meno ideale, in cui l'asse di magnetico è diverso dall'asse di rotazione della Pulsar, il cono di emissione si sposta come il fascio di luce

⁴Si noti che la presenza di tale plasma intorno alla stella contraddice l'ipotesi iniziale di rotazione nel vuoto; ma ciò non altera il senso *qualitativo* del modello

⁵Considerata m_e la massa a riposo dell'elettrone, si deve avere $E_\gamma = 2m_e c^2 \simeq 1.02 \text{ MeV} \simeq 1.63 \cdot 10^{-6} \text{ erg}$

di un faro e di conseguenza il segnale viene emesso in una determinata direzione (ad esempio quella del nostro pianeta) solo in una frazione di tempo ad ogni giro.

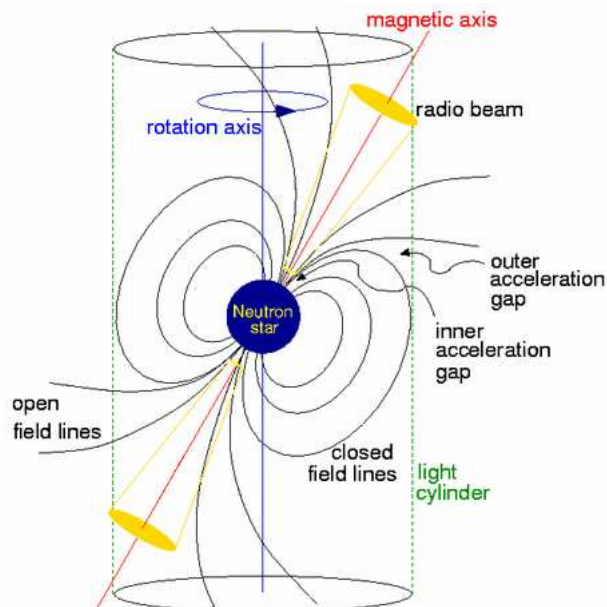


Figura 1.2: Rappresentazione schematica del campo magnetico della Pulsar e del cilindro di luce (Lorimer, D. R. and Kramer, M., 2005)

1.3.2 Il piano $P - \dot{P}$

Modellizziamo ora la Pulsar come una sfera magnetizzata in rotazione, che perde energia unicamente attraverso emissione di dipolo magnetico. Possiamo allora, considerata l'energia cinetica di una sfera in rotazione

$$E = \frac{I\omega^2}{2} = \frac{4\pi^2 I}{2P^2} \quad (1.12)$$

(dove I è il momento di inerzia, P il periodo di rotazione, ω la velocità angolare) eguagliarne la variazione per unità di tempo

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{4\pi^2 I}{2P^3} \dot{P} \quad (1.13)$$

all'energia emessa per radiazione di dipolo magnetico

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{16\pi^4 B^2 R^6 \sin^2 \theta}{6c^3 P^4} \quad (1.14)$$

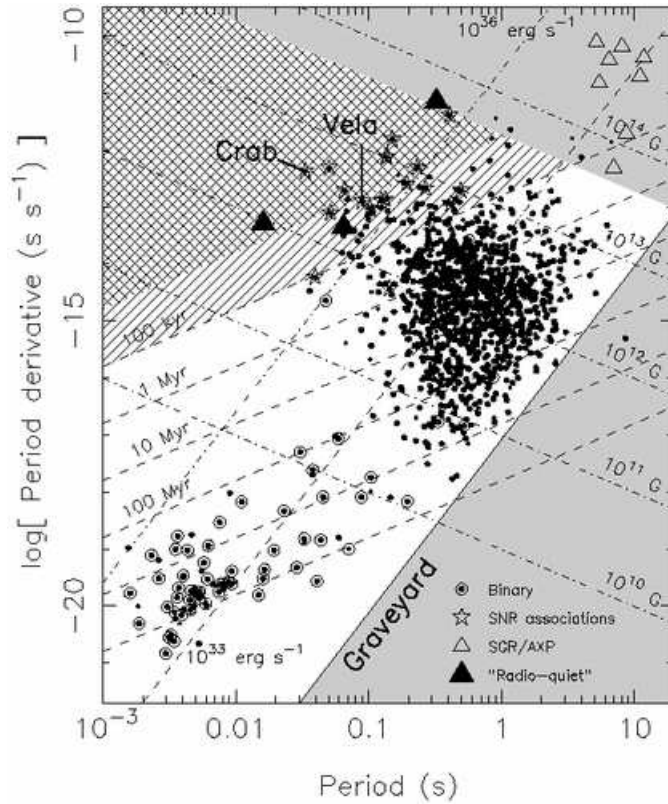


Figura 1.3: Distribuzione nel piano $P - \dot{P}$ delle Pulsar oggi conosciute. (Lorimer, D. R. and Kramer, M., 2005)

(dove B è il campo magnetico, R il raggio della stella, θ l'angolo tra asse magnetico e asse di rotazione) ottenendo

$$B = -\frac{1}{2\pi R^3 \sin \theta} \sqrt{6c^3 I P \dot{P}} \propto \sqrt{P \dot{P}} \quad (1.15)$$

da cui un modo per ottenere una stima del campo magnetico della Pulsar conoscendo le due osservabili P e \dot{P} .

Dalle stesse osservabili si può ottenere anche una stima dell'età della Pulsar. Consideriamo le informazioni essenziali dell'eq. 1.15: $P \dot{P} = \text{cost} \cdot B^2$ da cui, ipotizzando che B sia una grandezza costante nel tempo,

$$\frac{dP^2}{dt} = 2 \text{cost} \cdot B^2 \Rightarrow P^2 = 2\tau \cdot \text{cost} \cdot B^2 = 2\tau P \dot{P} \quad (1.16)$$

dove

$$\tau = \frac{P}{2\dot{P}} \quad (1.17)$$

è detta età di *spin down*.

Dal grafico in figura 1.3 possiamo notare la distribuzione nel piano $P - \dot{P}$ delle Pulsar scoperte fino al 2005. Si possono notare due “zone” in particolare: una è quella delle Pulsar comuni, aventi periodo compreso tra pochi decimi di secondo e pochi secondi, e l'altra, in basso a sinistra, corrispondente a Pulsar aventi periodi molto brevi (nell'ordine dei millisecondi) e una bassa variazione del periodo col tempo. Si noti anche come una gran parte delle Pulsar in questa seconda categoria facciano parte di sistemi binari, e come i loro valori di P e \dot{P} corrispondano a valori di B relativamente bassi, intorno a $10^{8\div 9}$ G. L'importanza di questi particolari verrà mostrata in seguito.

Sempre in fig. 1.3 è presente una zona priva di Pulsar osservate. Quella zona (detta “graveyard”, cimitero) rappresenta i valori di P e \dot{P} per i quali i modelli non prevedono la possibilità di emissione. Infatti, come abbiamo visto nel §1.3.1, perché ci sia emissione è necessaria la produzione di una cascata di coppie elettrone-positrone, cosa che può avvenire solo se la combinazione di velocità angolare della stella e campo magnetico sono sufficienti a creare il campo elettrico che accelera le cariche. Una legge empirica è la seguente:

$$\frac{B}{10^{12}} P^{-2} = 0.2 \quad (1.18)$$

mentre un modello teorico può essere trovato ad esempio nei lavori di Ruderman and Sutherland (1975) e Chen and Ruderman (1993).

1.4 Millisecond Pulsars

Abbiamo visto come nel grafico in fig. 1.3 ci sia una certa quantità di Pulsar con periodi di rotazione nell'ordine dei millisecondi, e valori di \dot{P} molto più piccoli rispetto alla maggioranza delle Pulsar: esse sono chiamate **Millisecond Pulsar**. Nel §1.2.4 abbiamo inoltre visto come sia possibile per una Pulsar appena nata avere periodi di rotazione molto brevi, anche nell'ordine dei millisecondi. Il problema nasce quando si cerca di giustificare le altre caratteristiche di queste stelle:

binarietà: mentre, come abbiamo visto, solo l'1% delle Pulsar fanno parte di siste-

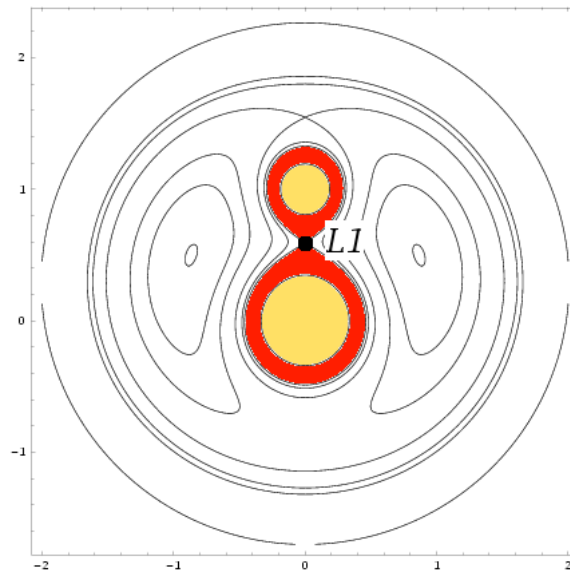


Figura 1.4: Distribuzione del potenziale gravitazionale intorno alle stelle di un sistema binario. (Modificato dall'originale su <http://relativity.livingreviews.org/Articles/lrr-2002-2/rochelobe.png>)

mi binari, quando si parla di Millisecond Pulsar la percentuale sale addirittura all'80%.

bassi campi magnetici ed età longeve: visto che i loro valori di \dot{P} sono molto bassi, il calcolo del campo magnetico tramite l'eq. 1.15 fornisce dei valori molto più bassi ($B \sim 10^8$ G) rispetto alle Pulsar canoniche; e anche la stima dell'età (eq. 1.17) fa pensare a Pulsar molto vecchie.

E proprio il fatto della frequente presenza in sistemi binari ha dato origine alla teoria ritenuta più valida: le Millisecond Pulsar sarebbero originate da un processo di *spin-up* di una NS in un sistema binario, “morta” come Pulsar e “risuscitata” in seguito al trasferimento di momento angolare da parte di materiale in accrescimento proveniente dalla compagna. Tale accrescimento sarebbe anche responsabile della riduzione del campo magnetico superficiale rispetto alle Pulsar canoniche, il che giustifica i valori di \dot{P} osservati con tutto ciò che ne consegue.

Riepiloghiamo dunque ora il modello tipico di evoluzione che porta alla nascita di una Millisecond Pulsar; per semplicità, consideriamo il caso in cui abbiamo in partenza un sistema binario che rimane legato per tutti i passaggi dell'evoluzione. Vedremo poi alcuni casi alternativi.

1. situazione iniziale: due stelle ruotano l'una intorno all'altra in un sistema binario. La distribuzione delle linee equipotenziali è rappresentata in fig. 1.4, con il punto L1, noto come *punto Lagrangiano interno*, che rappresenta un massimo del potenziale e quindi un punto di equilibrio instabile del sistema; la linea equipotenziale di cui fa parte forma due **lobi di Roche** (in rosso nella figura) intorno alle due stelle;
2. la stella più massiva si evolve più rapidamente trasformandosi in una gigante; si gonfia all'interno del proprio lobo di Roche, occupando tutti i punti a potenziale inferiore prima di potersi espandere oltre il lobo. Se la separazione orbitale è abbastanza piccola, del materiale fuoriesce dal lobo, passa per il punto L1 e si riversa nel lobo di Roche della stella compagna.
3. l'evoluzione continua e la stella inizialmente più massiva muore attraverso un'esplosione di supernova. L'esplosione può essere tale da separare le due stelle, ma in questo caso assumiamo che il sistema rimanga legato. Se la massa del core della stella esplosa è superiore alla massa di Chandrasekhar (vedi pag. 14) tipicamente si forma una NS, che può accendersi come Pulsar; dopo alcuni milioni di anni il campo magnetico e la velocità di rotazione non sono però più sufficienti a provocare l'emissione radio e la Pulsar si spegne;
4. la seconda stella si evolve, diventa una gigante. Il materiale in espansione riempie il lobo di Roche, passa per L1, inizia ad orbitare intorno alla NS e ad accrescere su di essa. Il meccanismo in questo caso è leggermente diverso da quello visto in precedenza: quando un disco di accrescimento si forma attorno ad una stella dotata di un forte campo magnetico (e nel caso delle NS questo vale sempre), quest'ultimo agisce sul disco, e convoglia il materiale in caduta sui poli magnetici. La NS accresce momento angolare dal materiale in caduta, ed *accelera* la sua rotazione; vede così diminuire il suo periodo di rotazione, raggiungendo un valore che le permette di riaccendersi come Pulsar; questo processo di riaccelerazione è detto *recycling*;
5. la seconda stella muore; se non ha massa sufficiente per esplodere come supernova, diventa una nana bianca ed otteniamo un sistema binario composto da una

nana bianca e da una Pulsar riaccelerata, che nella maggior parte dei casi è una Millisecond Pulsar. Se esplose come supernova, l'esplosione può essere tale da rompere il sistema binario, nel qual caso abbiamo il prodotto della supernova e la Pulsar che si allontanano, e quello che noi osserviamo è una Pulsar *mildly recycled* isolata. Altrimenti, osserveremo la Pulsar in orbita con un altro oggetto, che potrà essere un'altra NS o un buco nero.

Oltre ai periodi di rotazione tanto brevi, un'altra particolarità rende interessanti molto interessanti le Pulsar al millisecondo per le nostre ricerche: sono rotatori estremamente stabili. Alla fine del processo di accrescimento il moto rotatorio diventa estremamente regolare, in alcuni casi tanto regolare e prevedibile da rivaleggiare con gli orologi atomici al Cesio (vedi §2.2)

Capitolo 2

Interesse scientifico delle Pulsar

2.1 Caratteristiche

Abbiamo visto come le Pulsar siano degli oggetti estremamente “esotici”; riassumiamo i tratti salienti.

Composizione: sono stelle composte per larga parte da neutroni liberi, e le densità al centro sono tanto elevate (più di due volte la densità atomica) da far pensare alla possibilità della presenza di barioni esotici, se non addirittura di un gas di quark.

Emissione: il meccanismo con il quale emettono la loro radiazione non è ancora ben compreso, come abbiamo visto nel §1.3.1, ma coinvolge sicuramente meccanismi assai complessi di elettrodinamica che non è possibile investigare in laboratori terrestri.

Stabilità: in alcuni casi la rotazione delle Millisecond Pulsar è stabile e prevedibile con incertezze paragonabili a quelle dei migliori orologi atomici.

Binarietà: l'appartenenza di molte Pulsar a sistemi binari a volte esotici di molte Pulsar le rende degli ottimi laboratori di evoluzione stellare.

Le caratteristiche sopra citate fanno sì che le Pulsar siano oggetti estremamente interessanti per la ricerca in vari ambiti della fisica. Nei paragrafi seguenti vedremo alcune applicazioni.

2.2 Misura del tempo

I tempi di arrivo degli impulsi delle Pulsar possono essere misurati con estrema precisione. Tali misure ci danno evidenza del fatto che le Pulsar possono essere considerate degli ottimi orologi, ed in particolar modo le Millisecond Pulsar; se pure la precisione sulle previsioni dei tempi di arrivo a breve termine, data la variabilità della forma degli impulsi singoli, non sia così elevata, non si può dire altrettanto per quanto riguarda le previsioni a lungo termine: si può prevedere, nei casi migliori (van Straten et al., 2001), l'arrivo di un dato impulso ad un anno di distanza con uno scarto Δt tra valore teorico e valore registrato di 100 ns. E siccome in un anno ci sono circa $t = 3.15 \cdot 10^7$ s, si vede subito che l'ordine di grandezza del $\Delta t/t$ è 10^{-15} , paragonabile con i migliori orologi atomici.

Questi dati hanno dato l'idea ad alcuni metrologi di utilizzare le Pulsar come riferimenti per la misura del tempo. L'idea non è affatto infondata, come abbiamo visto, ed è in fase di implementazione in esperimenti che prendono il nome di *Pulsar Timing Array*; infatti per ottenere misure soddisfacenti bisogna tenere sotto costante osservazione un certo numero di Pulsar con radiotelescopi dedicati. D'altro canto ogni Pulsar ha il proprio periodo di rotazione, e questo fatto complica le cose rispetto alla misura diretta del secondo che si può effettuare, ad esempio, negli orologi atomici al cesio¹. Inoltre va segnalato che gli orologi a *fontana atomica* hanno ormai raggiunto incertezze inferiori a 10^{-15} (Bauch et al., 2006), e nuovi studi su altri tipi di transizione promettono ulteriori miglioramenti (Bergquist, 2006).

2.3 Studio dei campi gravitazionali forti

Le leggi classiche sulle orbite risalgono a Keplero e sono state dimostrate poi da Newton come conseguenza della dipendenza della forza gravitazionale dall'inverso del quadrato della distanza. Sono state applicate con successo al sistema solare fino al XIX secolo, dando delle conferme precise sul moto dei pianeti, ad esempio predicendo nel 1846 l'esistenza del pianeta Nettuno. Ma c'era un dato osservativo che rimaneva un problema insoluto: l'orbita di Mercurio. Non si riusciva a spiegare come mai il perielio dell'or-

¹9192631770 oscillazioni emesse da un cristallo di ^{133}Cs sottoposto ad un irraggiamento di microonde alla frequenza di una transizione iperfine

bita del pianeta subisse una precessione in senso antiorario di circa $574''$ d'arco ogni secolo. Il calcolo delle perturbazioni applicato all'azione degli altri pianeti prevedeva un effetto di questo tipo, ma di circa $43''$ in meno rispetto al valore osservato.

Fu la teoria della **Relatività Generale** (d'ora in avanti GR, *General Relativity*), sviluppata da Albert Einstein tra il 1907 e il 1915, a fornire la risposta al problema: fu una vera rivoluzione, dato che la teoria prevedeva che non esistesse nessuna forza gravitazionale, ma bensì prevedeva che all'origine dell'attrazione gravitazionale tra i corpi ci fosse una deformazione dello spazio-tempo provocata dalla massa, che solo in prima approssimazione causava una forza apparente proporzionale all'inverso del quadrato della distanza.

Tra le conseguenze della GR, dunque, si trova che i parametri kepleriani (eccentricità e , inclinazione i , semiasse maggiore a , Periodo di rivoluzione P_b , epoca del passaggio al periastro T , longitudine Osservando sistemi binari composti da due Pulsar (DNS, *Double Neutron Star*) o da una Pulsar ed una nana bianca (*Neutron Star + White Dwarf*, NS+WD) si possono compiere delle importanti verifiche degli effetti dei campi gravitazionali forti, effetti previsti dalla teoria della GR e dalle varie teorie concorrenti. È interessante notare come per questi studi ci si possa basare sulle osservazioni dei suddetti sistemi binari considerando le Pulsar coinvolte semplicemente come degli orologi, senza preoccuparsi di come funzionano al loro interno. La grande densità delle NS permette di considerarle puntiformi rispetto alla distanza dalla stella compagna, rendendo trascurabili eventuali effetti di marea e semplificando notevolmente i calcoli.

2.3.1 Test su doppie stelle di neutroni

Gli effetti relativistici provocano delle alterazioni nelle orbite che possono essere descritte, per un sistema binario composto da una Pulsar di massa m_p ed una compagna di massa m_c , attraverso altri cinque parametri detti post-kepleriani (d'ora in poi PK):

Precessione (o avanzamento) del periastro: è l'effetto visto nel caso di Mercurio, e consiste in un lento spostamento del periastro dell'orbita. In GR, questo parametro ha l'espressione

$$\dot{\omega} = 3 \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-\frac{5}{3}} (T_{\odot} M)^{\frac{2}{3}} (1 - e^2)^{-1} \quad (2.1)$$

dove $M = m_p + m_c$ è la massa totale del sistema, e l'eccentricità dell'orbita, $T_\odot = GM_\odot/c^3 = 4.925490947\mu s$ una costante osservativa, P_b il periodo orbitale.

Termine di Einstein: questo termine quantifica la distorsione del segnale (redshift gravitazionale + dilatazione dei tempi) della Pulsar dovuta alla presenza del campo gravitazionale della stella compagna, e vale in GR

$$\gamma = e \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{\frac{1}{3}} T_\odot^{\frac{2}{3}} M^{-\frac{4}{3}} m_c (m_p + 2m_c) \quad (2.2)$$

Derivata del periodo orbitale: il periodo orbitale non è più costante come nel caso newtoniano, ma diminuisce a causa dell'emissione di onde gravitazionali ed il conseguente progressivo restringimento dell'orbita. In GR vale

$$\dot{P}_b = -\frac{192\pi}{5} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-\frac{5}{3}} \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4 \right) (1 - e^2)^{-\frac{7}{2}} T_\odot^{\frac{5}{3}} m_p m_c M^{-\frac{1}{3}} \quad (2.3)$$

“Ampiezza” e “Forma” del Ritardo di Shapiro: il ritardo di Shapiro è l'effetto per il quale un segnale che passa vicino ad un oggetto massivo cammina lungo una traiettoria curva, e quindi impiega più tempo di quanto non farebbe per percorrere una distanza analoga in assenza di massa. In GR viene quantificato attraverso le due quantità

$$r = T_\odot m_c \quad (2.4)$$

$$s = x \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-\frac{2}{3}} T_\odot^{-\frac{1}{3}} M^{\frac{2}{3}} m_c^{-1} \quad (2.5)$$

dove $x = a \sin i / c$

La conoscenza dei parametri kepleriani permetteva solo di determinare una *funzione di massa*

$$f(m_a, m_b) = \frac{4\pi^2 (a \sin i)^3}{G P_b^2} = \frac{(m_b \sin i)^3}{(m_a + m_b)^2}, \quad (2.6)$$

e non le singole masse delle due stelle.

Combinando due parametri PK, invece, è possibile determinare in modo univoco la massa delle singole stelle. E qui arriva un risultato davvero interessante: dato che teorie sulla gravitazione distinte danno in genere distinte espressioni per i parametri

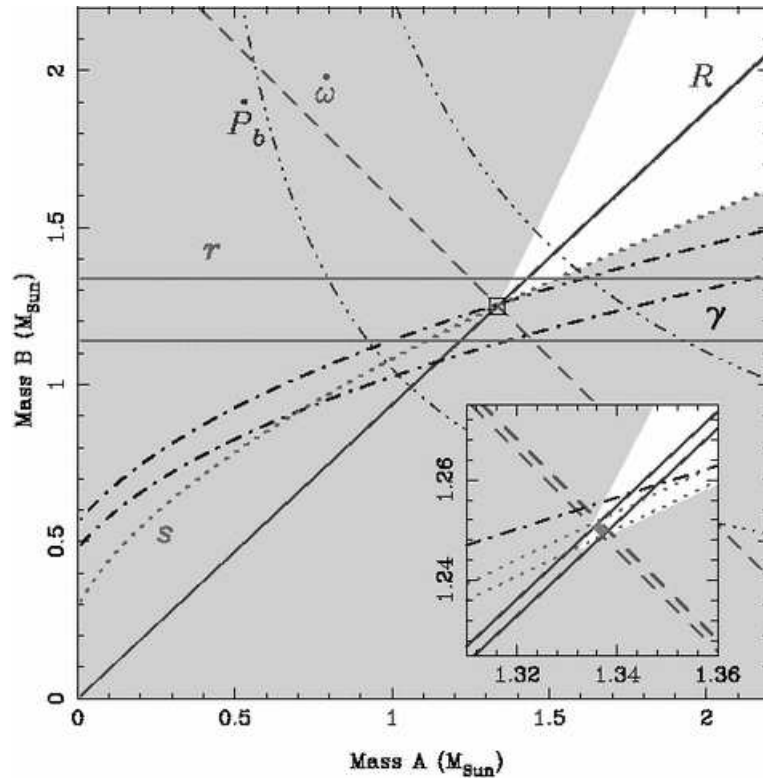


Figura 2.1: Diagramma massa-massa per la doppia Pulsar J0737-3039, in cui si dimostra come la determinazione delle varie relazioni tra le masse attraverso la misura dei parametri post-kepleriani e del rapporto di massa $R = m_A/m_b$ attraverso i parametri kepleriani porta ad una misura univoca delle masse delle due Pulsar. In grigio sono rappresentate le zone escluse per via della funzione di massa kepleriana. (Lorimer, D. R. and Kramer, M., 2005)

PK, è possibile, determinandoli sperimentalmente, verificare la correttezza delle teorie in studio. Se infatti, considerati i parametri PK forniti da una determinata teoria, i valori di massa determinati attraverso l'utilizzo dei due parametri fossero incompatibili con quelli ottenibili con altri due, vorrebbe dire che la teoria non è corretta.

Finora la GR ha prodotto previsioni pienamente confermate, entro gli errori, dall'osservazione di alcuni sistemi binari. Il miglior esempio che si possa fare attualmente è quello della doppia Pulsar J0737-3039, scoperta da un team comprendente il gruppo Pulsar dell'OAC (Burgay et al., 2003; Lyne et al., 2004), in cui la funzione di massa (con i relativi vincoli per la massa) è stata determinata per entrambe le Pulsar, ed in più sono stati misurati (unico caso finora) tutti e cinque i parametri PK. Il risultato è rappresentato in fig. 2.1, dove si mostra come la GR fornisca un risultato consistente a meno di un'incertezza dello 0.5%. Tale risultato è stato migliorato di recente, portando

l'incertezza allo 0.05% (Kramer et al., 2006).

2.3.2 Test su sistemi Stella di Neutroni + Nana Bianca

Il calcolo dei parametri PK può essere eseguito anche su sistemi NS+WD, ma le maggiori dimensioni della compagna e la sua massa (di solito piccola) rendono in generale tale calcolo meno interessante dal punto di vista degli effetti relativistici sull'orbita stessa. Esistono però alcuni effetti più sottili previsti da teorie concorrenti della GR.

Un principio generalmente accettato negli studi di fisica è il cosiddetto *principio di equivalenza*: nella sua forma debole (*Weak Equivalence Principle*, WEP), che risale a Galileo, si può esprimere come indipendenza dalla massa del comportamento dei corpi in caduta libera. La Relatività Ristretta lo enunciava come indipendenza di tutti gli esperimenti non gravitazionali dall'energia di auto-gravitazione² ϵ . Nella sua forma forte (*Strong Equivalence Principle*, SEP), che troviamo nella GR, dice invece che tutti gli esperimenti, ivi compresi quelli riguardanti la gravitazione, compiuti su corpi in caduta libera sono indipendenti da ϵ , e si traduce nella nota equivalenza di massa inerziale e massa gravitazionale.

In alcune teorie concorrenti della GR il SEP viene negato. È quindi interessante lo studio dei sistemi binari di stelle aventi valori molto diversi di ϵ , come succede nel caso dei sistemi NS+WD, per valutare l'influenza di un campo gravitazionale esterno sui due corpi. È previsto (Nordtvedt, 1968b) che l'orbita di tali sistemi dovrebbe polarizzarsi (= orientarsi) nella direzione del campo, con un effetto noto come *effetto Nordtvedt*. Osservando l'orientazione delle orbite di diversi sistemi, si può fare un'analisi statistica e porre degli upper limit al rapporto tra massa inerziale e massa gravitazionale, indicato con Δ .

Le osservazioni compiute finora, dalle prime sul sistema Terra-Luna (Nordtvedt, 1968a) fino a quelle più recenti su sistemi NS+WD con orbita lunga, hanno prodotto upper limits sempre più stringenti, fino al recente risultato $\Delta < 0.0009$ (Lorimer and Freire, 2005).

²Definiamo l'energia di *auto-gravitazione* come

$$\epsilon = \frac{E_{grav}}{Mc^2} \sim -\frac{GM}{Rc^2}. \quad (2.7)$$

2.3.3 Ricerca di onde gravitazionali

L'esistenza di onde gravitazionali è prevista dalla GR, e ne abbiamo visto una conferma indiretta: il parametro post-kepleriano \dot{P}_b indica un decadimento del periodo orbitale dovuto al restringimento dell'orbita; tale restringimento avviene, secondo la teoria, proprio attraverso l'emissione di onde gravitazionali. Tuttavia di esse manca una rivelazione diretta.

Il tentativo di rivelarle impegna da anni fisici di tutto il mondo, attraverso progetti come i grandi interferometri LIGO (Abramovici et al., 1992) e VIRGO (Caron and et al., 1998), e continua con progetti avveniristici come LISA (Danzmann, 2000). L'idea è quella di rivelare segnali gravitazionali attraverso la misura, eseguita con tecniche di interferometria ottica, della variazione della distanza tra due oggetti nel caso in cui il passaggio di un'onda gravitazionale deformi lo spazio-tempo tra di essi.

Le Pulsar offrono molti spunti per la ricerca di onde gravitazionali. Ad esempio, si ritiene che un *merger* (“fusione”) tra due stelle di neutroni produca una emissione esplosiva di onde gravitazionali, e la scoperta di alcuni sistemi ultra-relativistici, come la doppia Pulsar J0737-3039 già citata, fa pensare che gli eventi di merger possano essere sufficientemente frequenti (Burgay et al., 2003) da poter essere osservati con gli attuali e futuri rivelatori in pochi anni.

Ma la caratteristica che interessa maggiormente è, ancora una volta, la stabilità delle Millisecond Pulsar come orologi. L'idea sarebbe di osservare delle correlazioni tra le fluttuazioni dei tempi di arrivo dei segnali di un certo numero di Millisecond Pulsar, ed ottenere così un'evidenza dell'esistenza di un fondo di radiazione gravitazionale a bassa frequenza. Questo progetto è chiamato *Pulsar Timing Array*. Attualmente, si conoscono poche Millisecond Pulsar che mantengano un'incertezza sui tempi di arrivo sotto i 100 ns, ed esse si devono osservare molto frequentemente. Ma il progetto è già in fase di acquisizione dati.

2.4 Studio della materia allo stato ultradenso

Abbiamo visto come le NS siano degli oggetti “estremi” anche sotto il profilo della struttura interna: pressioni superiori a quelle del nucleo atomico, tanto da far pensare alla presenza di barioni più pesanti di protoni e neutroni, se non di un gas di quark.

Dall'osservazione delle brusche variazioni nel periodo di rotazione (*glitches*) di alcune Pulsar giovani si può pensare di ottenere informazioni sulla loro struttura interna, così come si fa con la sismologia solare. Dai dati che abbiamo attualmente, si può ragionevolmente ipotizzare che le NS abbiano una superficie rigida esterna e l'interno liquido (come ci aspettiamo, secondo i modelli, da un interno composto da neutroni). Ma se la semplice astrosismologia applicata ad una tale struttura dà alcune risposte, è carente nella descrizione completa dei *glitches* di alcune altre NS, come ad esempio la Vela Pulsar.

La risposta probabilmente è nella natura superfluida³ dell'interno della NS, ancora non ben compresa, ed uno studio accurato dei glitches può darci quindi un buon campo di prova sui modelli che descrivono i superfluidi.

Sono state prodotte teoricamente alcune decine di diverse possibili equazioni di stato⁴ per le NS, che corrispondono a diversi modelli della loro struttura, e prevedono dei vincoli su alcune osservabili: ad esempio, il limite superiore per la massa o quello inferiore per il periodo di rotazione. Esse inoltre forniscono delle relazioni tra la massa ed il raggio delle stelle, e la possibilità di calcolarne il momento di inerzia.

Attraverso l'osservazione di Millisecond Pulsar è possibile eseguire una cernita delle varie equazioni di stato, scartando quelle i cui vincoli non sono compatibili con i valori osservati. Ad esempio, si fa una distinzione tra le equazioni di stato "dure" (*stiff*) e "mollie" (*soft*): data una NS di massa pari a circa $1.4M_{\odot}$ le prime prevedono valori tipici per il raggio di circa 16 km e minimi per il periodo di circa 1.2 ms, mentre le seconde rispettivamente 9 km e 0.6 ms.

La Pulsar più veloce finora osservata ha un periodo di rotazione di 1.41 ms (Hessels et al., 2006). L'eventuale scoperta di una Pulsar dal periodo più breve di 1.2 ms permetterebbe di scartare le equazioni stiff in favore delle altre.

³Si indica come *superfluidità* uno stato della materia in cui essa è liquida e priva di attrito. Scoperta nel 1937 (leggi ad esempio Allen and Misener (1939) e Kapitza (1941)), in laboratorio viene in genere prodotta raffreddando nuclei di peso atomico pari e spin totale intero (può infatti essere descritta come una manifestazione della condensazione di Bose-Einstein) a temperature prossime allo zero assoluto.

⁴Si definisce **equazione di stato** la relazione che lega la pressione \mathcal{P} agli altri parametri termodinamici di un fluido. La più nota equazione di stato è quella dei gas perfetti, in genere espressa nella forma $\mathcal{P}V = nRT$, dove R è una costante universale, V e T rispettivamente il volume e la temperatura, n il numero di moli di gas; essa si può però esprimere come:

$$\mathcal{P} = \frac{\rho}{\bar{m}}kT$$

dove ρ è la densità, \bar{m} la massa media delle particelle e k è la costante di Boltzmann

Ulteriori possibilità sono state aperte dalla già citata scoperta della doppia Pulsar J0737-3039; essa potrebbe essere la prima binaria relativistica per la quale, attraverso l'osservazione di un fenomeno noto come *accoppiamento spin-orbita*, si riesca a misurare direttamente il momento di inerzia (Lattimer, 2004) di una delle due stelle di neutroni. Essendo il momento di inerzia una quantità prevedibile dalle equazioni di stato, si potrà dunque eseguire immediatamente una verifica della loro validità; in particolare si può far vedere (Lattimer and Schutz, 2005) come, mentre le equazioni di stato per la materia nucleare ordinaria danno previsioni abbastanza simili fra loro, predizioni delle equazioni di stato comprendenti *strange quark matter*, cioè barioni composti anche da quark *strange* oltre agli *up* e *down*, differiscono notevolmente dalle altre.

2.5 Studio degli ammassi globulari

Gli ammassi globulari sono uno dei due possibili tipi di ammasso stellare⁵, e sono caratterizzati da numeri enormi di stelle (10^{4-7}) concentrate in spazi di $10 \div 30$ anni luce, tutte pressapoco della stessa età. La forma è approssimativamente sferica, e la densità di stelle cresce gradualmente verso il centro.

Dal nostro punto di vista, gli ammassi stellari rappresentano un punto d'interesse in quanto culla di un gran numero di Millisecond Pulsar, circa il 60% di quelle oggi note. È facile spiegare il perché: in una zona in cui la concentrazione di stelle è molto elevata, è assai probabile la formazione di sistemi binari. Siccome, come abbiamo visto nel §1.2.3, è facile che nel momento in cui nasce una Pulsar un eventuale sistema di cui fa parte si rompa, è possibile che poi la Pulsar venga catturata dal campo gravitazionale di un'altra stella e vi si leghi. I meccanismi attraverso i quali ciò può avvenire sono principalmente due, e in qualche modo completano il quadro fornito nello schema a pag. 21:

Cattura mareale: La Pulsar incrocia nel suo moto un'altra stella, e le condizioni di distanza e velocità sono tali per cui le due stelle iniziano ad orbitare l'una intorno all'altra, ed il sistema si lega grazie alla dissipazione di energia causata dagli effetti mareali.

⁵L'altro è l'**ammasso aperto**, composto in genere da poche migliaia di stelle; esempio tipico di ammasso aperto sono le Pleiadi

Incontri di scambio: La Pulsar incrocia nel suo moto un sistema binario e vi si lega formando un sistema a tre corpi. Ma sappiamo che un sistema a tre corpi rappresenta spesso una situazione caotica, in cui ad un certo punto l'oggetto più leggero viene espulso, lasciando alle sue spalle un sistema binario formato dai restanti due.

Tali meccanismi avvengono in particolar modo nel nucleo degli ammassi, dove il fenomeno della **segregazione di massa**⁶ fa sì che ci sia un maggior numero di stelle di neutroni. Inoltre, notiamo come i GC possano essere considerati come un gas di particelle tenute assieme dalla gravità. Quando le particelle più esterne, meno soggette al potenziale gravitazionale, ed inoltre mediamente più veloci (come abbiamo visto parlando della segregazione di massa), si slegano dall'ammasso, causando una diminuzione dell'energia totale, il centro dell'ammasso subisce una contrazione, come abbiamo visto nel §1.2.1. In seguito a tale contrazione, detta **core collapse**, aumenta la probabilità di interazione tra le stelle, con la formazione di nuovi sistemi binari, lo scioglimento di altri sistemi poco legati, attuando un meccanismo di selezione per il quale sopravvivono i sistemi binari più stretti. L'energia rilasciata nella distruzione di tali sistemi binari fa sì che ad un certo punto la contrazione dell'ammasso si blocchi.

Essendo gli ammassi globulari dei sistemi assai peculiari, i cui meccanismi non sono ancora ben compresi, è interessante avere al loro interno degli ottimi orologi per studiarne i vari aspetti. Questi orologi sono ovviamente le Millisecond Pulsar. Vediamo adesso alcuni degli aspetti che si possono analizzare.

Mappatura della buca di potenziale: È possibile ottenere una stima dell'accelerazione conferita alle Pulsar dal potenziale gravitazionale dell'ammasso, e quindi studiarne l'andamento in funzione della distanza dal centro.

Rapporto Massa/Luminosità: Dato che in prima approssimazione la distribuzione della massa ha una simmetria sferica, l'accelerazione risente solo della massa tra la Pulsar ed il centro dell'ammasso, e quindi possiamo misurare la variazione

⁶La segregazione di massa è quel fenomeno per il quale stelle più pesanti stanno più vicine al nucleo dell'ammasso; si può spiegare attraverso la semplice considerazione che, ipotizzando che i GC siano sistemi in equilibrio termico, l'energia cinetica media delle varie popolazioni di stelle deve essere la stessa: perciò popolazioni di stelle più pesanti (come le NS) avranno velocità inferiori, e quindi si troveranno più facilmente vicine al centro dell'ammasso.

della massa tra il centro e l'esterno. In tal modo, possiamo fare un confronto con la luminosità osservata, ottenendo una stima del rapporto tra massa e luminosità e di conseguenza una stima della massa di bassa luminosità, composta da oggetti come NS, nane bianche, o forse, buchi neri.

Studio del contenuto di gas ionizzato: Le differenze nei valori della misura di dispersione dei segnali provenienti da Pulsar appartenenti ad uno stesso ammasso globulare ci forniscono un modello per la distribuzione del gas ionizzato all'interno dell'ammasso. Vedere ad esempio il lavoro compiuto da Freire et al. (2001)

Ricerca di sistemi binari "esotici": Abbiamo visto come sia frequente negli ammassi globulari la formazione di sistemi binari, in particolare vicino al centro dove la concentrazione di stelle è più elevata, ed in particolare dove è più elevata la presenza di NS. La speranza è che la ricerca di Pulsar negli ammassi globulari porti alla scoperta di sistemi relativistici del rango di J0737-3039, o addirittura di sistemi stella di neutroni - buco nero o a doppia Millisecond Pulsar.

2.6 Studio del mezzo interstellare

Abbiamo visto che le Pulsar sono spesso dotate di una forte velocità lineare, lascio dell'evento catastrofico da cui sono nate. A causa di questo moto proprio, le Pulsar sono distribuite nella galassia in modo più uniforme rispetto alle altre stelle. L'analisi del loro segnale ci permette quindi di studiare alcune caratteristiche del mezzo interstellare in buona parte della galassia.

Come vedremo in seguito (§3.2.1), il segnale delle Pulsar risente della presenza di gas ionizzato nel mezzo interstellare (d'ora in poi, ISM, per *InterStellar Medium*).

L'indice di rifrazione di un gas di elettroni liberi, infatti, ha una forte dipendenza dalla frequenza; questo fatto dà luogo al fenomeno noto come *dispersione*, che consiste nella diversa velocità di propagazione nel mezzo delle componenti in frequenza di uno stesso segnale. Si può quantificare il fenomeno attraverso la stima di una variabile detta *misura di dispersione*, che corrisponde alla quantità di elettroni liberi tra noi e la sorgente.

L'osservazione di Pulsar in vari punti della nostra galassia ci permette di stimare la

misura di dispersione in funzione della distanza (che può essere misurata, ad esempio, col metodo della parallasse o in virtù del fatto che la Pulsar appartiene ad un ammasso globulare o ad un resto di supernova) e della direzione, ottenendo quindi una stima della distribuzione di gas ionizzato nella nostra galassia.

Allo stesso modo, si può sfruttare un altro fenomeno noto come *rotazione di Faraday*, di cui non parleremo in dettaglio in questa sede; esso consiste in una rotazione dell'angolo di polarizzazione di un segnale ad opera di un campo magnetico. Essendo il segnale della Pulsar altamente polarizzato, l'osservazione di tale rotazione permette quindi di studiare l'andamento del campo magnetico all'interno della galassia, ad esempio evidenziando le differenze tra un braccio di spirale e l'altro.

Capitolo 3

Metodi di ricerca del segnale di una Pulsar

3.1 Una ricerca complicata

Il segnale delle Pulsar è, generalmente, assai complicato da rivelare. Infatti, tranne in alcuni casi fortunati, il segnale è molto debole; è inoltre alterato da vari effetti del mezzo interstellare e dell'ambiente intorno alla stella. Passiamo ora in rassegna i principali fattori di disturbo del segnale da rivelare:

Rumore. Il segnale ricevuto spesso ha un'ampiezza milioni di volte più bassa del livello di rumore.

Dispersione. La velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche in un mezzo dipende dalla frequenza. Questo fa sì che, considerato un certo impulso proveniente dalla Pulsar, esso arriverà in tempi diversi a seconda della frequenza a cui lo osserviamo.

Effetti del Mezzo Interstellare. Oltre alla dispersione, ci sono altri disturbi dovuti a fenomeni di scintillazione, scattering, interazione con il campo magnetico galattico.

Effetti orbitali. Il segnale della Pulsar viene alterato anche dall'effetto Doppler: sappiamo infatti che il segnale emesso da una sorgente in moto rispetto all'osserva-

tore viene ricevuto ad una frequenza diversa rispetto a quella alla quale è stato emesso.

Nel resto del capitolo analizzeremo più in dettaglio i fenomeni elencati e vedremo come si può manipolare il segnale in modo da ovviare ad alcuni di essi.

3.2 Ricerca di Pulsar solitarie

Consideriamo per un momento il caso in cui dobbiamo trovare delle Pulsar solitarie, trascurando quindi gli effetti di un eventuale moto orbitale, a cui dedicheremo una sezione a parte.

3.2.1 Dedispersione

L'indice di rifrazione μ in un gas ionizzato è una funzione della frequenza f dell'onda da cui è attraversato, secondo la legge

$$\mu = \sqrt{1 - \left(\frac{f_p}{f}\right)^2} \quad (3.1)$$

dove f_p è detta *frequenza di plasma* e vale

$$f_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} \simeq 8.5 \text{kHz} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

dove e è la carica dell'elettrone, n_e la densità di elettroni liberi.

Ma l'indice di rifrazione è anche il rapporto tra la velocità dell'onda nel mezzo e la velocità nel vuoto, e quindi la 3.1 ci dice che, tornando al nostro campo di studio, onde elettromagnetiche di frequenza diversa si muovono nel mezzo con velocità diverse.

Prendiamo ora l'esempio delle Pulsar: il segnale da loro emesso si propaga nel mezzo interstellare (d'ora in poi ISM, da *Interstellar medium*) e le diverse componenti in frequenza si muovono in modo diverso. I picchi quindi verranno ricevuti in tempi diversi, come si può vedere in fig. 3.1. Traducendo questi concetti diremo che il tempo di arrivo dei picchi del segnale da una sorgente a distanza d sarà protratto, rispetto

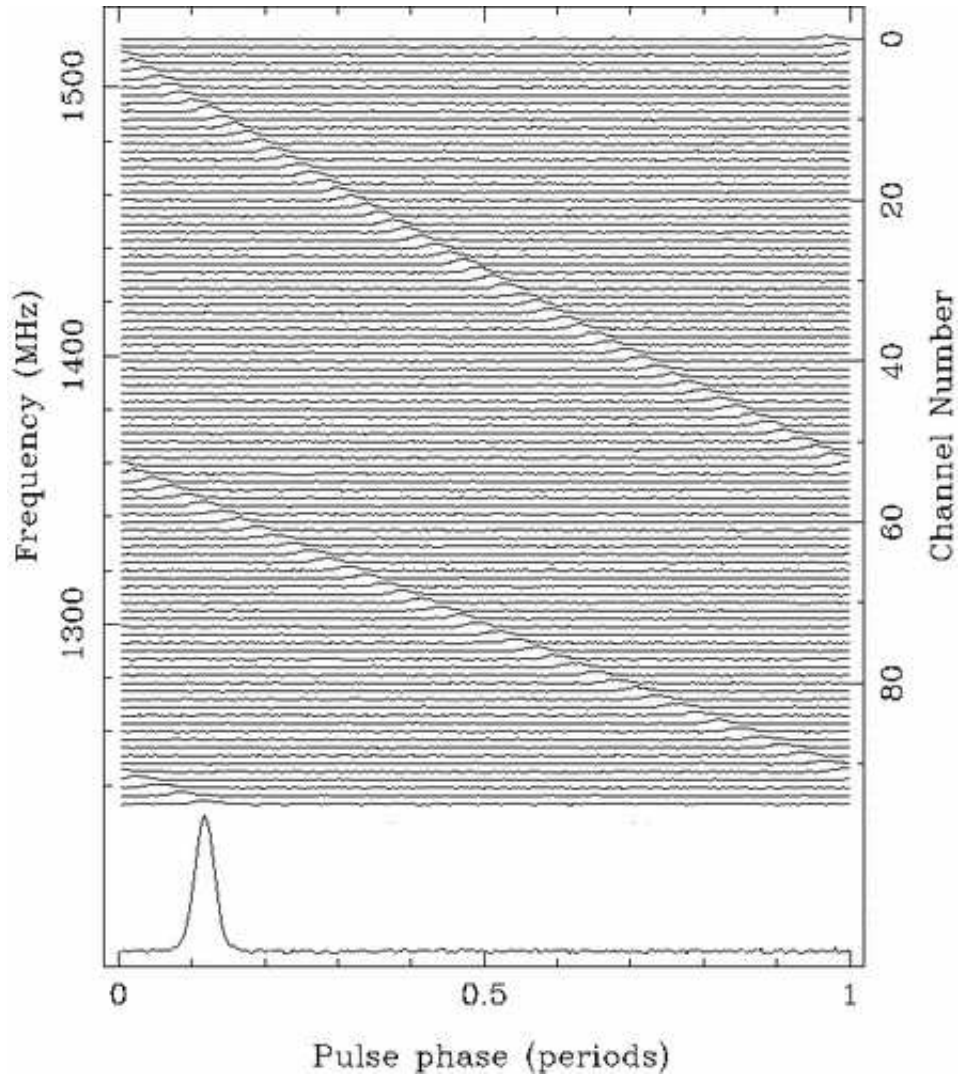


Figura 3.1: Effetto della dispersione sui tempi di arrivo degli impulsi provenienti dalla Pulsar B1356-60 (Lorimer, D. R. and Kramer, M., 2005)

ad un segnale di frequenza infinita, di una quantità

$$t = \left(\int_0^d \frac{dl}{v_g} \right) - \frac{d}{c} \quad (3.3)$$

dove $v_g = \mu c$ è la velocità di gruppo dell'onda. Sostituendo il valore approssimato di μ (primi due termini della serie di McLaurin)

$$\frac{1}{\mu} \approx 1 + \frac{1}{2} \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 \quad (3.4)$$

nella 3.3 otteniamo

$$t \simeq \frac{1}{2} \int_0^d dl \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 = \frac{\overbrace{c^2}^{\mathcal{D}}}{2\pi m_e c} \frac{1}{f^2} \int_0^d \overbrace{n_e dl}^{\text{DM}} \equiv \mathcal{D} \times \frac{\text{DM}}{f^2} \quad (3.5)$$

in cui DM è la misura di dispersione (*dispersion measure*) e si può stimare attraverso un modello del mezzo interstellare oppure ottenere dall'osservazione di sorgenti note.

La differenza nei tempi di arrivo di un dato impulso a due frequenze f_1 ed f_2 sarà

$$\Delta t \simeq 4.15 \cdot 10^6 \text{ms} \times (f_1^{-2} - f_2^{-2}) \times \text{DM} \quad (3.6)$$

Occorre un meccanismo che elimini questo effetto; tale tecnica esiste ed è nota con il nome di **dedispersione**.

La procedura

Il segnale viene osservato da un ricevitore che ha una certa banda passante, per cui rivela le frequenze tra $f - \Delta f$ e $f + \Delta f$. In fase di acquisizione dei dati questo intervallo di frequenze viene diviso in un certo numero di sottointervalli, nei quali si può supporre che l'effetto della dispersione sia trascurabile, ed attraverso dei filtri si campiona il segnale in un certo numero di canali corrispondenti ognuno ad un dato sottointervallo di frequenze.

In fase di analisi dati, come prima cosa scegliamo un valore di DM; la scelta può essere effettuata in base ad informazioni ottenute precedentemente, ad esempio:

- la Pulsar è già stata osservata ed il DM è quindi noto;
- stiamo cercando delle Pulsar mai osservate, ma è noto il DM di un altro oggetto nell'area di osservazione, come avviene spesso, ad esempio, quando cerchiamo Pulsar in ammassi globulari. In tal caso si procede per tentativi utilizzando diversi valori di DM in un intorno di quello noto.

Se non possediamo alcun tipo di informazione, si procede per tentativi analizzando il segnale per tutti i valori plausibili di DM.

Una volta effettuata la scelta, applichiamo ad ognuno dei canali nei quali abbiamo suddiviso il segnale uno sfasamento uguale e contrario a quello che il DM scelto pro-

vocherebbe sul segnale a quella data frequenza. Dopodiché, si somma il contenuto di tutti i canali ottenendo quella che viene chiamata la *serie temporale dedispersa*.

3.2.2 Analisi di Fourier

Il metodo più intuitivo per cercare periodicità in una serie temporale è ovviamente l'analisi spettrale, ed infatti quello che si fa è proprio eseguire una trasformata di Fourier sul segnale dedisperso, in modo tale da trovare una serie di frequenze candidate da sfruttare poi come "suggerimenti" per il folding (vedi §3.2.3). Ipotizzando che dalla Pulsar noi riceviamo un segnale la cui ampiezza ha un andamento perfettamente sinusoidale, nello spettro di Fourier apparirà un picco alla frequenza corrispondente al periodo di tale sinusoide. Vedremo più avanti come superare questa approssimazione.

I dati a nostra disposizione sono il risultato di un campionamento discreto; occorre perciò applicare la tecnica della trasformata discreta di Fourier (DFT), che in teoria richiede, se N è il numero di bin, N^2 operazioni. Il numero tipico di bin di un file di dati dedispersi è $2^{24 \div 27}$; per un processore da 500 Mflop/s i tempi scala per il calcolo di una DFT su un file di dati di 2^{25} bin sono di circa 25 giorni!

La soluzione è un algoritmo per il calcolo della DFT noto come trasformata veloce di Fourier (*Fast Fourier Transform*, FFT), algoritmo reso noto ai più nel 1965 (Cooley and Tukey, 1965), ma già sviluppato in precedenza da diversi studiosi, tra cui Gauss (1866), che consente di eseguire la trasformata di Fourier di un segnale, campionato in N bin, in $N \log_2 N$ passi anziché N^2 . Rifacendoci all'esempio precedente, il tempo scala per l'analisi dello stesso file di dati è di 2 secondi!

Ma la trasformata di Fourier discreta, qualunque sia l'algoritmo utilizzato, ha un limite: il valore dell'ampiezza della componente di Fourier corrispondente ad una determinata frequenza f è giusta solo se f è esattamente *al centro* di un bin, mentre per frequenze che cadono al confine tra un bin e l'altro si perde all'incirca il 36%. Si usa allora calcolare le componenti \mathcal{F}_k ed eseguire una interpolazione creando dei nuovi bin intermedi attraverso la formula

$$\mathcal{F}_{k+\frac{1}{2}} \simeq \frac{\pi}{4} \mathcal{F}_k \mathcal{F}_{k+1} \quad (3.7)$$

ed in questo modo ottenere una perdita del 7% anziché del 36%.

Generalmente, anziché calcolare la semplice trasformata di Fourier, si preferisce calcolare lo spettro di potenza, che ad ogni frequenza associa il quadrato della componente di Fourier corrispondente.

Harmonic folding

Finora abbiamo considerato gli impulsi come dei semplici segnali sinusoidali, quindi rappresentati nello spettro da una sola riga. In realtà i segnali che riceviamo hanno generalmente una durata (*duty cycle*) di qualche piccola frazione del periodo. Sono quindi degli impulsi stretti: la teoria dei segnali ci dice che un impulso stretto è descritto da una serie di armoniche.

Quando noi analizziamo lo spettro, vediamo quindi la frequenza principale più una serie di armoniche. Se il segnale è molto debole, la divisione dei contributi tra le varie armoniche può renderlo irriconoscibile. Il nostro obiettivo è quindi quello di spostare i contributi di tutte le armoniche sulla frequenza principale, in modo da sfruttare tutto il flusso disponibile.

La tecnica utilizzata si chiama **harmonic folding**, e consiste nel prendere la prima metà dello spettro, “allungarla” (trasformando ogni bin in due bin) e sommarla (bin per bin) con l'intero spettro. In questo modo ogni frequenza della prima metà viene sommata alla frequenza doppia. Si può poi reiterare il procedimento alle armoniche successive. Si può aumentare la sensibilità anche di un fattore 3 nel caso di Pulsar con *duty cycle* molto brevi.

3.2.3 Folding

Il segnale proveniente dalle Pulsar ha tipicamente flussi molto bassi, anche milioni di volte sotto il livello di rumore. Per ovviare a questo problema è stata sviluppata una tecnica detta **folding**.

Il folding consiste in 5 passaggi fondamentali:

1. si sceglie un valore del periodo P . La scelta può essere effettuata sia a partire da stime effettuate in precedenti osservazioni, sia per tentativi, come vedremo nel §3.2;

2. si crea un vettore V avente un certo numero n_{bin} di bin, ad ognuno dei quali viene assegnato un intervallo di valori di fase del segnale;
3. per ogni dato sperimentale si calcola la fase in base al valore di P scelto, e si va a sommare nell'ingresso del vettore V corrispondente al valore di fase calcolato; in tal modo, vengono sommati assieme tutti i dati corrispondenti ad una stessa fase dell'emissione;
4. nei bin corrispondenti ai valori di fase in cui è presente il picco di emissione, i valori dei picchi si sommano e crescono quasi linearmente col numero di somme; dove invece è presente solo rumore, la somma avviene tra numeri casuali e, come vuole la statistica di Poisson, il valore della somma cresce all'incirca con la radice del numero di somme. In questo modo, se il periodo scelto è quello giusto, e quindi con esso anche i valori di fase, dopo un certo numero di somme vedremo apparire il picco della Pulsar, a formare il cosiddetto *impulso integrato*;
5. la procedura viene ripetuta anche per valori di P nell'intorno di quello scelto in precedenza, in modo tale da trovare quello che fornisce il profilo integrato col maggior rapporto segnale/rumore.

Per ogni valore di P , la procedura richiederebbe un notevole dispendio di risorse computazionali, se non fosse per un algoritmo sviluppato da Staelin (1969), chiamato **Fast Folding Algorhythm**, che consiste nel dividere una serie temporale di N bin in n sottogruppi (N/n deve essere una potenza di 2), i cui elementi vengono poi sommati in modo tale da ottenere come output in contemporanea il risultato del folding a periodi leggermente diversi. In tal modo, per ogni stima di P viene automaticamente ed in un solo passaggio realizzato il punto 5, che altrimenti richiederebbe di ricominciare la procedura da capo per ogni valore nell'intorno di P .

3.3 Effetti del moto orbitale

Abbiamo visto come le Pulsar, ed in particolar modo le Millisecond Pulsar, sono spesso legate in sistemi binari. Sappiamo dalla fisica generale che un'onda emessa da una sorgente in moto rispetto all'osservatore appare ad esso di frequenza diversa da quella di emissione. Tale effetto, noto come **effetto Doppler**, ci disturba non tanto per

quanto riguarda la frequenza della radiazione elettromagnetica emessa dalla Pulsar in osservazione (essendo di spettro continuo esso viene semplicemente osservato in un intervallo di frequenze leggermente diverso), ma bensì per quanto riguarda la frequenza di ripetizione degli impulsi: se infatti applichiamo la tecnica di folding ad un segnale il cui periodo di ripetizione non è costante, non riusciamo più a sommare esattamente un picco con il successivo, e il segnale così si “spalma” su un intervallo di fase più ampio, spesso a tal punto da perdere completamente l’informazione sulla natura impulsiva del segnale stesso.

Esistono diverse tecniche per superare questi problemi, che sfruttano sia delle modifiche alla serie temporale, sia le informazioni spettrali a disposizione.

3.3.1 Ricerca Accelerata coerente

Possiamo pensare che il modo concettualmente più semplice per l’analisi di un segnale emesso da una sorgente in movimento sia quello di eseguire una trasformazione di coordinate nel sistema di riferimento a riposo della sorgente. Ovviamente, in questi termini la ricerca è possibile solo nel caso in cui si conosca con precisione il moto della stessa, e quindi riguarda solo la ricerca di oggetti già noti di cui si voglia fare un’analisi più approfondita.

Immaginiamo dunque di avere un modello del moto orbitale della Pulsar e quindi di poter calcolare istante per istante la sua velocità $v(t)$ lungo la linea di osservazione. Nella ragionevole ipotesi in cui si possa considerare $v(t)$ costante nei tempi scala del periodo di emissione della Pulsar, otteniamo per un intervallo temporale τ

$$\tau_{oss}(t) = \tau \left(1 + \frac{v(t)}{c} \right) \quad (3.8)$$

dove abbiamo posto la velocità relativa positiva se la sorgente si allontana, e viceversa. Con questa formula possiamo “ri-campionare” il segnale, traslando di una quantità $v(t)/c$ il bin della serie temporale relativo all’istante t .

Adesso mettiamoci invece nella condizione in cui dobbiamo effettuare una ricerca su sorgenti sconosciute. L’applicazione diretta della formula 3.8 è impensabile, dato che per calcolare $v(t)$ servono i cinque parametri kepleriani, e quindi dovremmo eseguire il ri-campionamento su uno spazio di parametri a cinque dimensioni. Quello che si fa

è assumere l'accelerazione orbitale a costante nei tempi di integrazione, ed eseguire quindi il processo per diversi valori di a , ognuno dei quali determinerà una legge oraria per la velocità $v(t) = at$.

Tale metodo è concettualmente semplice, ed ha il vantaggio di essere un metodo coerente, che conserva cioè le informazioni su ampiezza e fase del segnale. Ha però un difetto fondamentale: il fatto di creare un certo numero di serie temporali, ognuna delle quali va poi sottoposta a tutti i passaggi successivi, in particolar modo alla trasformata di Fourier; l'intero procedimento è perciò assai costoso dal punto di vista del tempo di calcolo. Esistono però dei metodi alternativi, che agiscono direttamente sullo spettro, come vedremo nei prossimi paragrafi.

3.3.2 Analisi nel dominio della frequenza

Smoothing spettrale

Può essere utile, qualora si cerchino segnali alterati dall'orbita, cercare di capire almeno quali sono gli intervalli di frequenze che presentano il maggior rapporto segnale/rumore *totale*. A tal fine viene calcolata per ogni punto dello spettro la somma delle ampiezze di tutti i segnali in un certo intorno del punto scelto, effettuando quello che in termini matematici è descritto attraverso un prodotto di cross-correlazione tra lo spettro e una funzione *boxcar*¹. Il calcolo della cross-correlazione con la boxcar in ogni punto dello spettro permette di fare una sorta di *running average*. In questo modo, se i contributi corrispondenti alla frequenza di rotazione di una Pulsar binaria sono stati "sparpagliati" dal moto orbitale in un intervallo $\Delta\nu$ dello spettro, dopo aver eseguito il prodotto otterremo un massimo in corrispondenza della frequenza centrale dell'intervallo, sempre nell'ipotesi che il segnale non sia eccessivamente debole.

Il vantaggio principale del metodo è la sua estrema velocità: far correre una boxcar sullo spettro di potenza e registrare i massimi è un'operazione che coinvolge solo som-

¹Si definisce **prodotto di cross-correlazione** tra due funzioni g e h l'operazione matematica non commutativa

$$f(x_0) = (g \odot h)(x_0) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x - x_0)h(x)dx \quad (3.9)$$

o, in termini discreti,

$$f_i = (g \odot h)_i = \sum_{j=-\infty}^{\infty} g_{j-i}h_j \quad (3.10)$$

me, molto leggera dal punto di vista computazionale. Tuttavia è del tutto inefficace per la rivelazione di segnali deboli in quanto ad ogni somma contribuisce una notevole quantità di rumore.

Metodo della modulazione di fase

Nel caso in cui i nostri tempi di osservazione siano significativamente più lunghi rispetto al periodo orbitale, lo spettro di potenza del segnale assume una forma caratteristica, con una serie di massimi e minimi tra due picchi la cui distanza dà una misura del periodo orbitale.

Si può dimostrare che lo spettro prodotto in questo modo è ben descritto da una famiglia di funzioni di Bessel, e che l'applicazione di una trasformata di Fourier discreta alla zona interessata produce uno stretto picco centrato sul valore del periodo orbitale, fornendoci quindi di esso una misura. Inoltre, dalla forma dello spettro possiamo anche ottenere informazioni sul semiasse maggiore e l'epoca del passaggio al periastro (Ransom et al., 2003).

Stack/slide search lineare

Questo metodo si basa sull'idea di eseguire, anziché un'unica FFT su tutta la serie temporale, varie FFT ognuna delle quali riguarda un certo sottointervallo di osservazione. Tali FFT risentono in misura minore della variazione del periodo osservato dovuta al moto orbitale, ed inoltre l'ampiezza del singolo bin di Fourier è maggiore rispetto a quanto non sarebbe nello spettro totale.

Eseguite le sotto-trasformate, si possono poi sommare tra di loro, applicando degli shift lineari opportuni calcolati sull'effetto di una certa supposta accelerazione orbitale a , ottenendo così uno spettro dell'intera osservazione nel quale gli effetti di a siano annullati.

Questa tecnica permette di ridurre i tempi di calcolo rispetto al ri-campionamento della serie temporale e di aumentare notevolmente la probabilità di trovare Pulsar appartenenti a sistemi binari stretti, risentendo meno degli effetti del moto orbitale.

Questo metodo è però incoerente, e dunque non permette di massimizzare il rapporto segnale/rumore spettrale della periodicità cercata. Tipicamente se ne perde circa

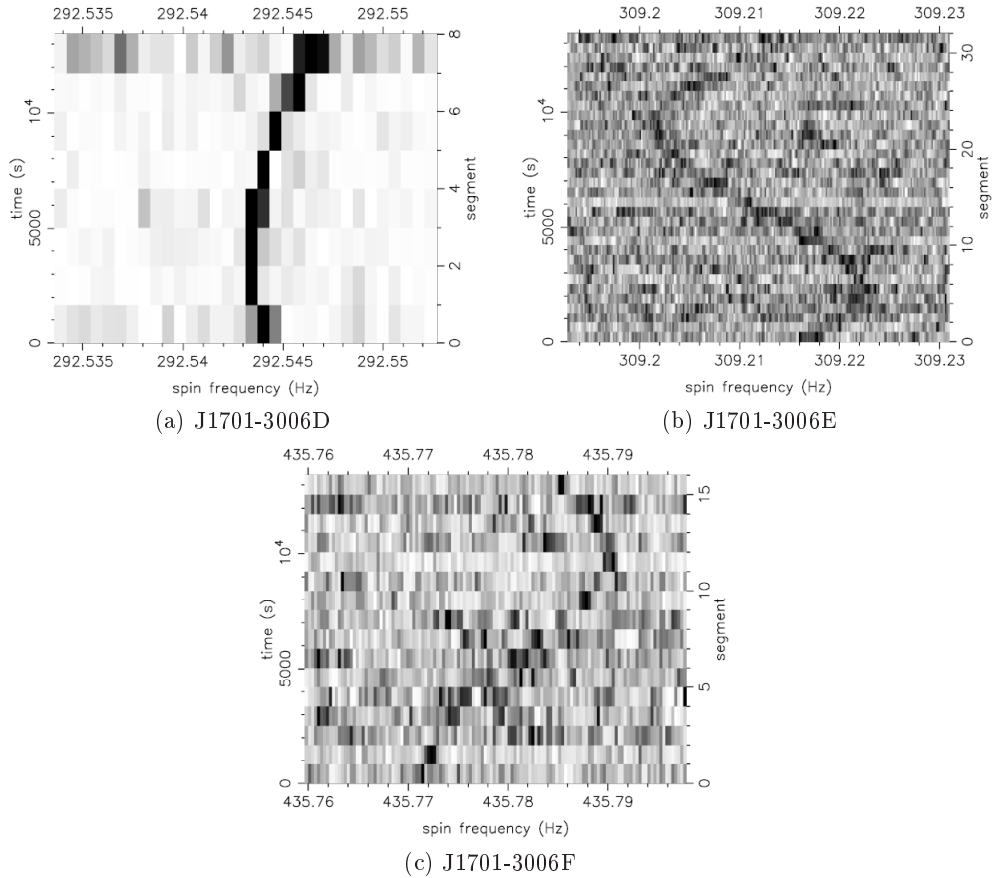


Figura 3.2: Dynamic Power Spectra di tre Pulsar dell’ammasso M62. Mentre la (3.2a), e con più difficoltà la (3.2b), potrebbero essere scoperte coi metodi tradizionali, ciò non vale per la (3.2c), una Pulsar molto debole di 2.3 ms. (Chandler, 2003)

il 20% per sistemi binari NS+WD (Faulkner, 2004). D’altro canto permette la scoperta di sistemi molto più “esotici” rispetto alla ricerca tradizionale vista nel §3.2 con la quale, ad esempio, la Pulsar binaria J1756-2251 (Faulkner et al., 2005) non sarebbe stata scoperta.

Dynamic power spectrum search

Il metodo dello stack/slide search presuppone la possibilità di approssimare linearmente l’accelerazione orbitale; ciò non è però sempre vero, e anzi è falso proprio per i casi di sistemi binari più stretti e quindi più interessanti, per i quali generalmente la posizione dei picchi sullo spettro varia nei tempi di osservazione con andamenti di tipo sinusoidale.

Una variante del metodo, che in letteratura si trova con il nome di *Dynamic Power*

Spectrum Search (DPSS), consiste nell'eseguire tutti i passaggi dello stack/slide search tranne la somma finale. Invece di sommare le sotto-trasformate viene prodotto un grafico in cui viene visualizzato lo spettro di potenza nelle varie sottointegrazioni. In tal modo è possibile un'ispezione visuale dello spettro, oppure l'applicazione di algoritmi di analisi dell'immagine, al fine di riconoscere le Pulsar non da semplici dati di rapporto segnale/rumore ma dalle tracce che lasciano nel grafico.

In figura 3.2 sono riportati tali grafici (noti col nome di dynamic power spectra) per tre delle Pulsar scoperte da Chandler (2003) nell'ammasso M62.

3.4 Scopo della Tesi

L'ultimo metodo descritto nel §3.3, il Dynamic Power Spectrum Search, rappresenta il punto di partenza per il lavoro da me compiuto in questa Tesi.

Lo scopo era implementare ed ottimizzare tale metodo nel software di ricerca di Pulsar del Gruppo Pulsar Italiano operante presso l'Università degli Studi Cagliari e l'INAF/OAC. Ciò verrà spiegato in dettaglio nel prossimo capitolo.

Capitolo 4

Dynamic power spectra con FFT_split

4.1 Supercalcolo sul cluster MANGUSTA.

Dal 2003 è operativo presso l'OAC un supercomputer, denominato **MANGUSTA** (da **M**ultiprocessor **A**rray for **N**ew **G**eneration **p**Ulsar **S**earches and **T**iming **A**nalysis). Esso è costituito da due cluster di macchine biprocessore a memoria distribuita, secondo uno schema di tipo *Beowulf*, che descriveremo tra breve.

Tale cluster ha conferito una notevole spinta in avanti alla ricerca nel campo delle Pulsar presso l'OAC, permettendo la scoperta di un gran numero di nuovi oggetti (vedi ad esempio Possenti et al. (2005)).

4.1.1 I cluster *Beowulf*.

Si definisce *cluster* di computer un generico insieme di computer (definiti *nodi*) collegati tra loro attraverso una rete. I cluster *Beowulf*¹ sono strutturati secondo un'architettura a memoria distribuita², ideata nel 1993 da Donald Becker (Sterling et al., 1995)

¹Il nome deriva dall'eroe del poema epico omonimo, noto tra i più antichi poemi scritti in inglese arcaico, e considerato dagli Inglesi una sorta di "saga nazionale", come poteva essere l'Eneide per gli antichi Romani

²Esistono due paradigmi di costruzione di sistemi multiprocessori, differenziati tra loro dal modo in cui utilizzano la memoria disponibile:

Memoria condivisa: La memoria di sistema è condivisa da tutti i nodi, i quali vi accedono liberamente in modo assai veloce, col rischio però di scritture antagoniste sugli stessi file.

Memoria distribuita: La memoria è suddivisa tra i vari nodi: lo scambio di dati tra i vari nodi

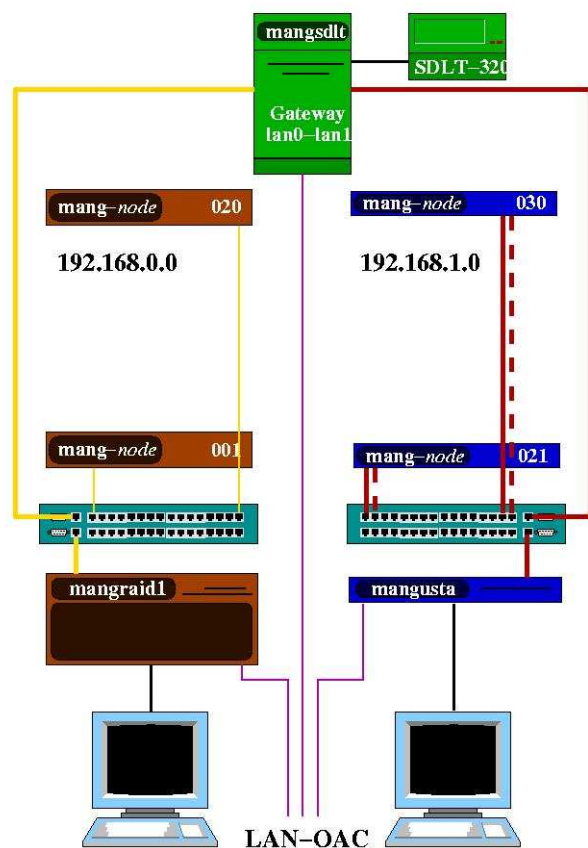


Figura 4.1: Struttura del cluster Mangusta (Fara, 2006)

presso il Goddard Space Flight Center della NASA: l'idea era quella di costruire, con mezzi relativamente economici, una rete di computer che si comportasse come un unico supercomputer. La struttura di un cluster di questo tipo può essere così schematizzata:

- un nodo principale, l'unico collegato alla rete esterna;
- uno switch di rete collegato al nodo principale;
- un certo numero di nodi collegati allo stesso switch, che attraverso di esso comunicano tra loro e col nodo principale;
- ogni nodo è dotato di una sola scheda madre (che può essere multiprocessore) e possiede una sua memoria RAM e un disco rigido;

può essere effettuato solo tramite tecniche di Message Passing.

- il sistema operativo utilizzato è in genere un sistema operativo libero, come Linux o FreeBSD. Essi sono infatti sistemi operativi altamente performanti e stabili, ed estremamente adattabili ad ogni architettura, oltre ad essere disponibili gratuitamente.

4.1.2 La struttura e la dotazione software di MANGUSTA.

MANGUSTA è composto in realtà da due cluster, che descriverò brevemente. Per evitare confusione, è utile mettere in chiaro che il MANGUSTA con cui ho operato tre anni fa nella Tesi per la laurea triennale è ora indicato come MANGUSTA I. L'anno scorso è stato costruito un nuovo cluster, denominato MANGUSTA II, che ha affiancato il precedente.

I due cluster sono indipendenti tra loro, ma condividono alcuni dischi di storage via NFS (*Network File System*), e sono entrambi collegati al computer su cui è installato il lettore di dischi DLT tramite reti LAN private.

I file sorgente del software di ricerca sono conservati in un disco condiviso. In fase di compilazione, i Makefile sono strutturati in modo che gli eseguibili siano creati in cartelle diverse in base al cluster che ha avviato la compilazione, in modo tale da evitare conflitti di versioni, inevitabili trattandosi in un caso di architettura a 32 bit, e nell'altro a 64 bit.

Darò ora una descrizione sommaria dei due cluster.

MANGUSTA I

MANGUSTA I è così strutturato:

- un nodo server (`mangraid1`), collegato con la rete pubblica dell'OAC, dalle seguenti caratteristiche:
 - 2 processori PIII Pentium Tualatin 1.4 GHz;
 - 1 GB di RAM SDRAM PC-133 MHz;
 - hard disk da 40 GB IDE ATA 100 a 7200 rpm;
 - il sistema operativo installato è Linux Fedora Core 1 con kernel 2.4.22 e suite di compilatori gcc-3.3.2;

- 2 array RAID di storage da 480 GB;
- lo switch di rete, collegato ai nodi e al server tramite delle linee private a 100Mbps;
- 20 nodi dalle seguenti caratteristiche:
 - 2 processori AMD Athlon XP 1800+ 1.5 GHz
 - 2 GB di RAM DDR 266 MHz
 - 40 GB di Hard disk ATA a 5400 rpm
 - il sistema operativo installato è la distribuzione linux Fedora Core 3, con kernel 2.6.9, suite di compilatori gcc-3.3.2.

MANGUSTA II

MANGUSTA II ha invece le seguenti caratteristiche:

- un nodo server (**mangusta**), collegato con la rete pubblica dell'OAC, dotato di:
 - 2 processori AMD Opteron 2.2 GHz a 64 bit;
 - 2 GB di RAM DDR-SDRAM 400 MHz;
 - 80 GB di Hard disk SATA a 7200 rpm;
 - disco di storage esterno da 250 GB;
 - il sistema operativo installato è la distribuzione linux Fedora Core 4, con kernel 2.6.17, suite di compilatori gcc-3.2.3 e gcc-4.0.2.
- lo switch di rete, collegato ai nodi e al server tramite delle linee private ad 1 Gbps;
- 10 nodi identici al nodo server in tutto tranne il disco di storage esterno;

4.2 Software in uso presso l'OAC

La suite di programmi per la ricerca di Pulsar in uso presso l'OAC implementa tutte le tecniche descritte nel cap. 3, fatta eccezione della Dynamic Power Spectrum Search oggetto di questa Tesi.

Vediamo ora brevemente quali sono le componenti di questa suite utilizzate nel presente lavoro.

4.2.1 Dispersione: `vlsa-dedisp`

Abbiamo visto (§3.2.1) che durante l'osservazione con un radiotelescopio il segnale ricevuto viene campionato in un certo numero di serie temporali, ognuna delle quali corrisponde ad uno stretto intervallo di frequenze. Questa procedura è fatta in modo tale da poter considerare trascurabile l'effetto della dispersione del segnale da parte del mezzo interstellare. Le serie temporali così ottenute sono in genere salvate su nastri magnetici, e scaricate poi su disco, su file binari, in sede di analisi dati.

`Vlsa-dedisp` estrae le serie temporali dai suddetti file binari e le trasforma, seguendo la procedura vista nel §3.2.1, in una o più serie temporali dedisperse, ognuna con un determinato valore di DM, che vengono salvate su un unico file con estensione `.DDM`. Viene anche creato un altro file, di estensione `.HDRDDM`, contenente le informazioni salienti dell'osservazione.

4.2.2 Analisi spettrale, ricerca accelerata coerente e ricerca di candidati: `vlsa-search`

Il file dedisperso viene quindi analizzato dal programma `vlsa-search`, che esegue le seguenti operazioni:

- legge il file dedisperso ed estrae la serie temporale;
- (se richiesto) esegue il ricampionamento della serie temporale come richiesto dalla ricerca accelerata coerente (§3.3.1);
- esegue la FFT sui dati;
- esegue diversi folding armonici sullo spettro;
- stampa per ogni valore di dispersione ed accelerazione orbitale una lista di frequenze "candidate", aventi cioè rapporto segnale/rumore spettrale superiore ad una certa soglia.

Il lavoro viene completato con il programma `vlsa-sort`, il cui compito è compilare un'unica lista di candidati: se una stessa frequenza è individuata come candidato in più serie temporali corrispondenti a valori diversi di DM e accelerazione, viene scelto il candidato con maggior rapporto segnale/rumore. Viene quindi compilata una

lista che per ogni candidato indica la frequenza (in realtà, viene indicato il periodo corrispondente), il rapporto segnale/rumore, il valore di DM e accelerazione.

4.2.3 Fast folding: `vlsa-one-fold`

Per ogni frequenza candidata, viene eseguito il folding (§3.2.3) con il programma `vlsa-one-fold`. Il programma esegue il folding su un certo numero di intervalli della serie temporale, inizialmente con lo stesso valore di periodo in ogni intervallo. Se nel candidato è indicato un valore di accelerazione, il folding viene ripetuto con valori leggermente diversi di periodo in ogni intervallo, in modo tale da bilanciare gli effetti dell'accelerazione orbitale ipotizzata.

Il risultato viene scritto su dei file di testo, sotto forma di matrici che verranno poi trasformate in grafici col programma `plot-phi`.

4.3 Il progetto `FFT_split`

La ricerca di Pulsar in sistemi binari negli ultimi anni ha avuto un'enorme risonanza in ambiente scientifico, in particolar modo dopo la scoperta ad opera del gruppo di Cagliari della doppia Pulsar J0737-3039. Abbiamo avuto modo di vedere nei capitoli precedenti, ed in particolare nel cap. 2, quanta aspettativa si ripone, in molte branche della fisica, sullo studio delle proprietà di questi oggetti straordinari.

Abbiamo anche avuto modo di constatare quanto sia difficile scoprirli, e quali siano i tempi di calcolo richiesti dai vari software di ricerca, ed in particolare di quelli che praticano ricerca coerente, che conservano cioè la massima informazione sulla fase del segnale.

L'installazione del *cluster* di computer MANGUSTA presso l'Osservatorio Astronomico di Cagliari ha fornito una forte spinta in avanti alla ricerca di Pulsar da parte del gruppo locale, permettendo di svolgere moli di calcolo impensabili con le singole workstation. Tuttavia, la mole di dati da analizzare è tale che anche con mezzi potenti è preferibile utilizzare degli algoritmi meno onerosi dal punto di vista del lavoro computazionale.

Alcuni lavori, ma in particolare Chandler (2003), hanno dimostrato l'efficacia del metodo del DPSS, di cui abbiamo parlato nel precedente capitolo, attraverso la sco-

perta di alcune Pulsar nell'ammasso globulare M62, due delle quali non visibili con i metodi tradizionali. Tali lavori rappresentano una prova evidente del fatto che il metodo DPSS non possa essere trascurato nella progettazione di un sistema di *search* completo. Tuttavia esso era assente nella suite di programmi di ricerca di Pulsar utilizzato presso l'Osservatorio di Cagliari. Da qui l'idea alla base di questo lavoro: complementare i metodi di ricerca di Pulsar del Gruppo Italiano Pulsar con una ricerca di tipo DPSS ottimizzato.

`FFT_split` nasce dall'idea di unire un'implementazione ottimizzata della DPSS a sistemi avanzati di ricerca automatica basata sul riconoscimento di forme, come implementati ad esempio nei software di Optical Character Recognition. È composto di due programmi principali:

`vlsa_split_search`: Rappresenta a tutti gli effetti un fork del programma `vlsa-search`, di cui conserva la struttura e buona parte delle subroutine. Si differenzia da esso principalmente per l'esecuzione delle FFT non su tutta la serie temporale, ma su sottoporzioni di essa. Inoltre, presenta delle opzioni per favorire l'interazione con l'utente. Mantiene la possibilità di eseguire la ricerca su valori multipli di DM, ed inoltre di eseguire la ricerca accelerata.

`fft_split_plot`: La novità maggiore, completamente sviluppata in questo lavoro di Tesi, è rappresentata dal programma di plotting, `fft_split_plot`. Esso produce grafici in base alle esigenze dell'utente, permette di eseguire alcune semplici operazioni sui grafici, ed esegue lo smoothing spettrale.

Allo stadio attuale di sviluppo il programma già implementa alcune semplici tecniche di miglioramento dell'immagine. Vedremo più in dettaglio nei prossimi paragrafi le principali caratteristiche già implementate, e gli sviluppi futuri.

4.4 Perché il Fortran

Il Fortran (il cui nome deriva da *FORmula TRANslator*) è un linguaggio di programmazione nato negli anni '50 dall'esigenza di eseguire grandi moli di calcolo. Nonostante sia da più parti considerato un linguaggio "vecchio", esso ha enormi vantaggi per quanto riguarda la semplicità di approccio (rispetto a linguaggi come il C o il C++) e l'otti-

mizzazione dell'utilizzo del processore (rispetto ad altri linguaggi orientati al calcolo come MATLAB).

Vediamo ora le principali motivazioni e le caratteristiche del linguaggio che ci hanno portato ad utilizzarlo.

Compatibilità: La suite di programmi per la ricerca di Pulsar sviluppata dal gruppo Pulsar di Cagliari-Bologna è scritta quasi interamente in Fortran 77. Sviluppare `FFT_split` in Fortran permetteva quindi una miglior integrazione col codice esistente.

Semplicità: La sintassi del Fortran è decisamente più semplice rispetto al C e derivati, permettendo nativamente, ad esempio, la manipolazione di matrici, nelle versioni più recenti anche attraverso nuove funzioni intrinseche riguardanti le operazioni tra matrici.

Ottimizzazione: Il Fortran è un linguaggio poco flessibile per quanto riguarda l'utilizzo di memoria. Questa particolarità, che a prima vista potrebbe sembrare un difetto, rende possibile in realtà la scrittura di compilatori con un alto grado di ottimizzazione, che quindi scaricano parte del lavoro di ottimizzazione dalle spalle del programmatore.

Letteratura: Esiste un'enorme quantità di codici e librerie scritte in Fortran o comunque accessibili da programmi Fortran, molto ben documentate, liberamente utilizzabili dagli sviluppatori.

Abbiamo visto che i programmi per la ricerca di Pulsar precedentemente installati nei computer dell'osservatorio sono scritti per la maggior parte in Fortran 77. Questo linguaggio ha effettivamente delle caratteristiche obsolete: una fra tutte, l'assenza dell'allocazione dinamica della memoria: non è possibile variare la dimensione delle matrici durante l'esecuzione del programma; questo fa sì che durante la scrittura del programma si sia costretti a prevedere la dimensione massima che avranno le matrici, e dimensionarle di conseguenza: i problemi che ne derivano sono evidenti:

- Se il nostro programma deve analizzare pochi dati e basterebbe una matrice più piccola, si è comunque costretti ad utilizzare la matrice definita in partenza, con ovvio spreco di memoria e tempo macchina;

- Nel caso in cui si avesse bisogno di analizzare un quantitativo inaspettatamente grande di dati, si sarebbe costretti a modificare il programma e ricompilarlo con le nuove impostazioni.

Negli ultimi vent'anni il comitato tecnico X3J3, accreditato ANSI³, ha curato lo sviluppo di un nuovo standard del linguaggio, indicato prima come Fortran 8x, poi come Fortran 90. Esso comprende un gran numero di nuovi costrutti e caratteristiche, pur mantenendo il Fortran 77 come sottoinsieme (particolare assai importante per motivi di compatibilità): allocazione dinamica della memoria, gestione semplificata delle operazioni su e tra gli array, puntatori, nuovi costrutti di controllo, variabili e funzioni locali e globali, possibilità di creare strutture ricorsive, ecc. Non da ultimo, inoltre, il superamento della struttura *fixed form* del Fortran 77, che costringeva a scrivere il codice secondo una struttura troppo rigida (Colonna 1 per la segnalazione dei commenti, colonne 2-5 per le *label*, colonna 6 per segnalare l'eventuale continuazione della riga precedente, colonne 7-72 per il codice vero e proprio), retaggio dei primi programmi scritti su schede perforate.

Nonostante l'intervento del comitato X3J3, tuttavia, non si è riusciti a creare un vero standard superando le attuali differenze tra le versioni prodotte dalle diverse case e organizzazioni (Intel, IBM, GNU); questo fatto rappresenta in effetti il vero problema del Fortran: un cambio di compilatore (dovuto, ad esempio, alla necessità di una maggiore ottimizzazione del codice) può comportare una diversa interpretazione del codice sorgente, che nei casi estremi costringe alla riscrittura di parti di codice.

Durante il lavoro di Tesi per la laurea triennale (Bachetti, 2003), ho eseguito il porting in Fortran 90 di alcuni dei programmi della suite di ricerca, ed in particolare di quelli che eseguivano un'analisi più approfondita sui segnali "candidati", cioè segnali dei quali si desidera conoscere la natura, se interferenze o genuini impulsi di una Pulsar. La strada intrapresa tre anni fa è continuata nel momento in cui ho iniziato a sviluppare di persona il nuovo software.

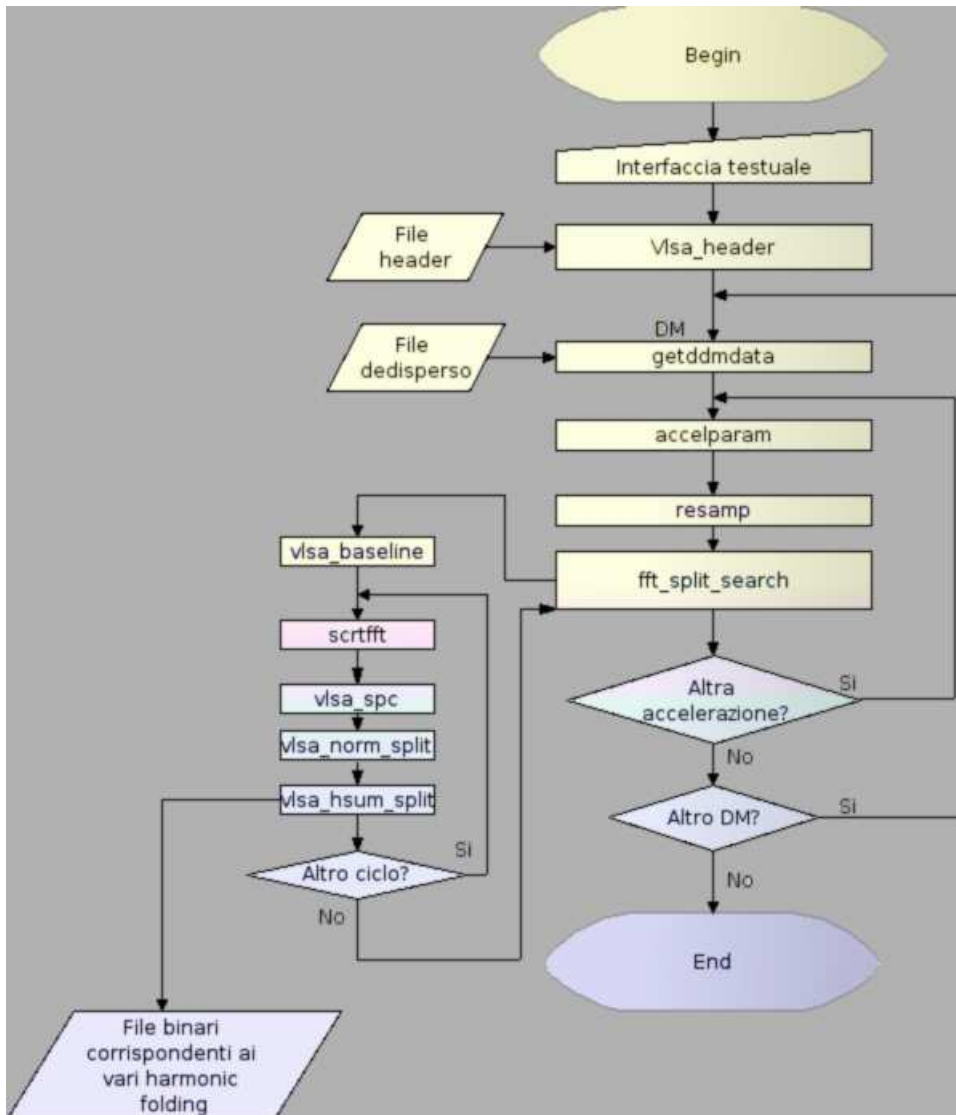


Figura 4.2: Struttura di vlsa_split_search.

4.5 vlsa_split_search

Come abbiamo detto, `vlsa_split_search` è il programma che esegue l'analisi spettrale sul segnale. Un diagramma di flusso che ne rappresenta il funzionamento è rappresentato in fig. 4.2; vedremo più in dettaglio le sue parti nei prossimi paragrafi.

4.5.1 I file da analizzare

I dati da analizzare sono contenuti in un file con estensione `.DDM`, contenente il segnale dedisperso (vedi pag. 38) ai vari possibili valori di DM. È un file binario ad accesso diretto⁴, ogni record del quale contiene un certo numero di *bin* di campionamento.

Allegato ad esso c'è un altro file, con estensione `.HDRDDM`, che contiene un header su cui si trovano tutte le informazioni sull'osservazione: frequenza, tempo di campionamento, nome del tape da cui è stato estratto, epoca di inizio osservazione, durata dell'osservazione, numero di blocchi da 49152 byte in cui è divisa l'osservazione, larghezza di banda dei filtri, oggetto celeste puntato, ecc.

4.5.2 Procedura di analisi

La struttura complessiva del programma è rimasta sostanzialmente invariata rispetto a quella di `vlsa-search`, del quale ha conservato senza variazioni anche buona parte delle subroutine. La procedura può essere così schematizzata:

1. La subroutine `vlsa_header` analizza il file di header estraendo da esso tutte le informazioni utili all'analisi successiva: tempo di campionamento, numero di canali, primo canale in frequenza, larghezza di banda dei canali.

³ *American National Standards Institute*, l'ente che, tra le altre cose, cura il processo di standardizzazione dei linguaggi di programmazione. Ad esempio, la versione standard del linguaggio C è l'ANSI-C

⁴ I programmi scritti in Fortran possono trattare, oltre ai file ASCII, file non formattati di due tipi:

- i file del primo tipo sono detti ad **accesso sequenziale**: ogni dato viene registrato in un record di dimensione variabile, e l'accesso ai dati deve essere eseguito nell'ordine in cui essi sono registrati. La scrittura di nuovi dati può essere effettuata solo in un nuovo record alla fine del file, mentre una qualunque scrittura in un record esistente comporta la cancellazione di tutti i record successivi.
- i file del secondo tipo sono detti ad **accesso diretto**, e sono divisi in *record* di lunghezza costante, raggiungibili e modificabili anche "a salti" attraverso un numero identificativo.

2. Si sceglie un valore di DM.
3. La subroutine `getddmdata` legge dal file `.DDM` tutti gli `ndat` dati corrispondenti alla dedispersione effettuata con il valore scelto di DM e li salva in un array di interi `ddata` di dimensione opportuna.
4. Qualora si eseguisse la ricerca accelerata:
 - si sceglie un valore per l'accelerazione;
 - si calcolano le correzioni ai tempi di campionamento (vedi §3.3.1) attraverso una chiamata alla subroutine `accelparam`;
5. si ricampiona la serie temporale con la subroutine `resamp` con le eventuali correzioni del punto precedente. Questa subroutine trasferisce i dati dalla matrice `ddata` alla matrice reale `dat`
6. Viene chiamata la subroutine `fft_split_search`, che rappresenta il cuore di tutta la procedura. Essa esegue le seguenti operazioni:
 - con la subroutine `vlsa_baseline` si esegue una *running average* della serie temporale, assegnando ad ogni bin `dat(i)` il valore

$$\text{dat}(i) = \frac{\text{dat}(i) - \overline{m}}{\text{rms}} \quad (4.1)$$

dove `rms` è la media quadratica ed \overline{m} è la media aritmetica.

- vengono aperti cinque nuovi file, in uno schema di sottodirectory i cui nomi contengono il valore di DM, di accelerazione ed il numero di sottointegrazioni in cui vogliamo dividere l'osservazione. Tali file sono non formattati ad accesso diretto, e nei primi dieci record contengono informazioni sull'osservazione e su come i dati verranno distribuiti al loro interno: valore di DM e di accelerazione (qualora si sia fatta ricerca accelerata), numero di bin per sottointegrazione, numero di sottointegrazioni, tempo di campionamento, massimo valore di periodo rivelabile
- la serie temporale viene divisa in `nsubdiv` sottointegrazioni; la sottointegrazione scelta viene salvata nel sotto-array `subdat`;

- la subroutine `scrfft` esegue la FFT sulla sottointegrazione scelta, con gli algoritmi sviluppati da Singleton (1967);
- attraverso la subroutine `vlsa_spc` e la subroutine `vlsa_norm_split` si ottiene lo spettro di potenza e lo si normalizza eseguendo una running average;
- la subroutine `vlsa_hsum_split` esegue il folding armonico a quattro ordini diversi e scrive, nei record corrispondenti alla sottointegrazione scelta, in cinque file non formattati ad accesso diretto: nel primo viene scritto lo spettro così come prodotto dai punti precedenti, mentre nei restanti quattro lo spettro sottoposto ai vari folding armonici.

Alla fine del processo abbiamo quindi cinque file; essi sono individuati da un nome la cui base è estratta dal nome del file originale, mentre l'estensione è `.hfoldX`, dove X è l'ordine del folding armonico.

4.6 `fft_split_plot`

`fft_split_plot` è, come abbiamo visto, il programma di plotting. Dai file prodotti da `vlsa_split_search` esso estrae i Dynamic Power Spectra e permette di eseguire delle operazioni sul grafico prodotto che lo preparino per un'analisi più approfondita. Vediamo ora la sua struttura.

4.6.1 Struttura del programma

`fft_split_plot` è dotato di un'interfaccia con una serie di opzioni da linea di comando, il cui elenco può essere ottenuto tramite l'opzione `-h`; se non vengono fornite opzioni, il programma pone una serie di domande per avere le informazioni di base per l'analisi. In particolare:

- il programma chiede di scegliere se effettuare l'osservazione di un solo intervallo di frequenze specificato dall'utente o se eseguire una ricerca su tutto lo spettro. In questo secondo caso, c'è la possibilità di creare una serie di plot su intervalli di frequenze ottenuti o per valori costanti di $\Delta f/f$ (dove f è la frequenza) o per numero di bin costante;
- un'altra richiesta è se si voglia ottenere il plot su schermo oppure su file Postscript;

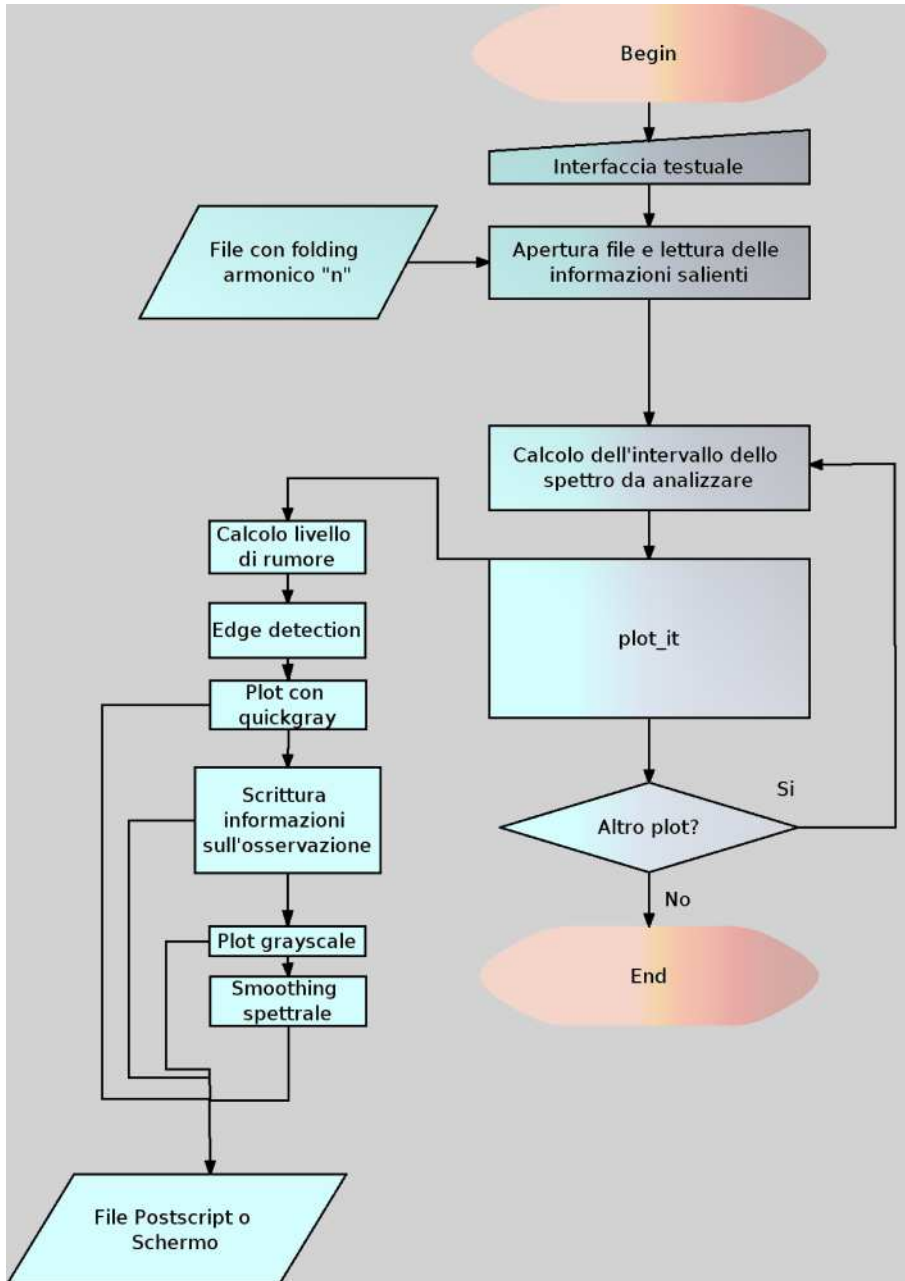


Figura 4.3: Struttura di `fft_split_plot`.

- un'opzione facoltativa è rappresentata dalla richiesta di esecuzione di algoritmi di miglioramento dell'immagine.

Una volta aperto il file da analizzare, il programma segue la seguente procedura:

1. nel caso in cui sia stata specificata l'opzione di analizzare tutto lo spettro, vengono calcolati gli intervalli di frequenze da plottare;
2. scelto un intervallo di frequenza, vengono estratti dal file tutti i dati relativi a quell'intervallo di frequenza nelle varie sottointegrazioni, e vengono memorizzati in una matrice `subdat`.
3. La matrice viene passata alla subroutine `plot_it` che esegue tutte le operazioni successive e crea il plot come in fig. 4.4:
 - se viene scelto di applicare uno degli algoritmi di miglioramento dell'immagine, la matrice dei dati viene passata alla subroutine corrispondente all'operazione voluta;
 - la matrice viene stampata sul mezzo richiesto (file Postscript o schermo) in un'immagine di tipo `quickgray`, che consiste nell'assegnare ad ogni punto del piano frequenza-tempo un simbolo diverso a seconda del valore della potenza spettrale in quel punto;
 - la matrice viene stampata anche in scala di grigi;
 - vengono scritte le informazioni salienti riguardo all'osservazione;
 - viene eseguito lo *splat* (nome evocativo per indicare la somma delle entrate della matrice appartenenti alla stessa colonna) della matrice, come visto nel §3.3.2: vengono sommati per ogni bin in frequenza tutti i contributi delle varie sottointegrazioni. Contemporaneamente, viene eseguito lo smoothing spettrale, facendo correre sul risultato della somma di cui sopra una boxcar di dimensioni opportune individuando le zone di maggior rapporto segnale-rumore. Il risultato viene stampato sul mezzo scelto;
 - se richiesto, vengono stampati una serie di plot contenenti l'immagine binarizzata secondo soglie via via crescenti

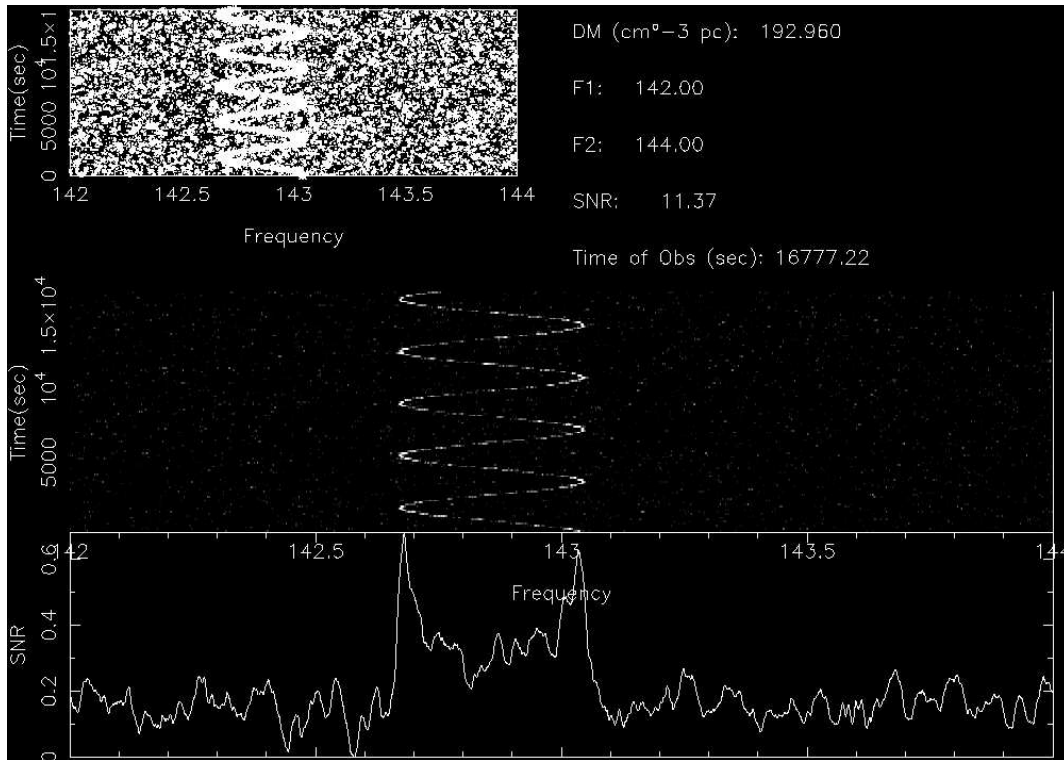


Figura 4.4: Finestra di `fft_split_plot`. Il risultato della Dynamic Power Spectrum Search è mostrato sia in alto a sinistra, sia al centro dell'immagine, attraverso tecniche di plotting differenti. In basso è mostrato il risultato della procedura di `splat` e del passaggio della `boxcar`. In alto a destra sono riportate alcune informazioni sull'osservazione.

4.6.2 Descrizione delle subroutine principali

Plot_it

Questa subroutine si occupa di gestire il plot in base alle richieste dell'utente. Se si è scelto di ottenere i plot su file Postscript, crea la cartella `Plots` nella quale i file verranno sistemati. Dopodiché chiama le diverse subroutine di miglioramento dell'immagine, se richiesto, ed esegue il plot utilizzando le librerie di plotting *PGPLOT*, sviluppate al California Institute of Technology (Pearson, 1997).

Enhance.

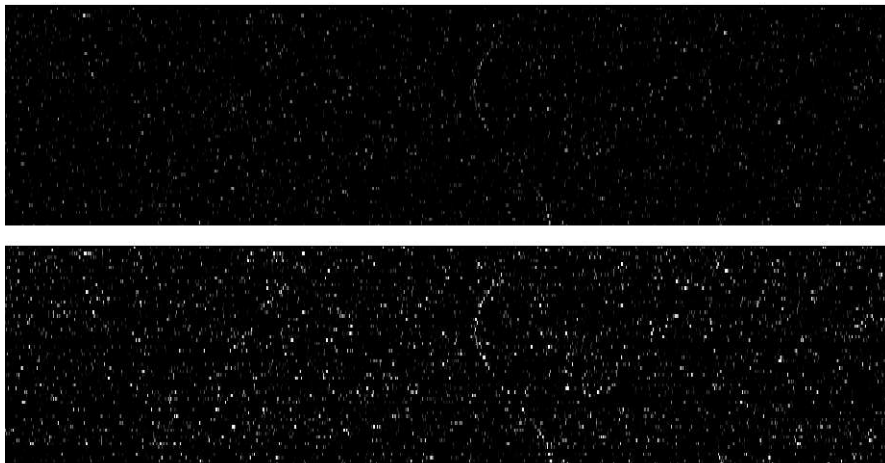
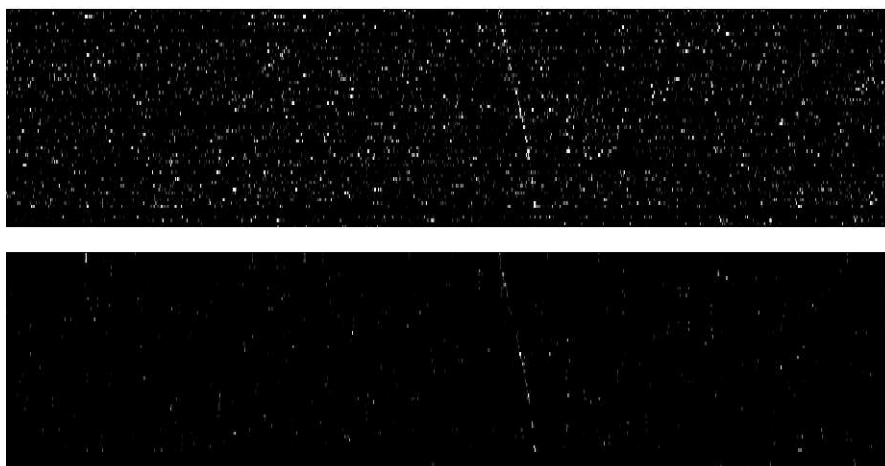


Figura 4.5: Esempio di applicazione della subroutine `enhance`

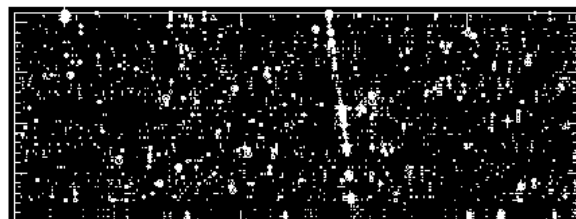
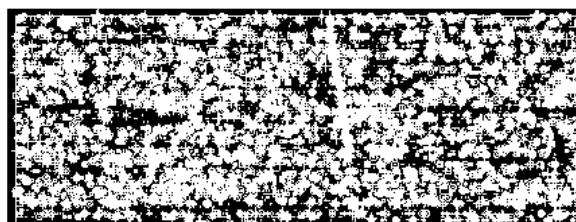
Questa subroutine viene eseguita se si specifica l'opzione `-k` seguita dalla parola *quad*. Essa assegna ad ogni punto il quadrato del valore del segnale nel punto stesso, ma solo se il segnale vale più di una soglia (configurabile) ed inoltre se nel suo intorno sono presenti altri punti con valori paragonabili. In questo modo si cerca di far risaltare i punti con segnale forte, a patto che abbiano nel loro intorno altri punti di intensità paragonabile, eliminando punti forti isolati, causati con grande probabilità da rumore.

Edge.

Le immagini che andiamo a guardare durante la nostra ricerca contengono un livello molto alto di rumore. Nella prospettiva di rendere fruibili le immagini da parte di un metodo di ricerca automatica, si deve cercare di ridurre tale rumore: il compito non è



(a)



(b)

Figura 4.6: Esempio di applicazione della subroutine `edge`. Si noti l'effetto di "ammorbidimento" dell'immagine; inoltre si noti la differenza tra l'uso della semplice grayscale (4.6a) e di `quickgray` (4.6b)

banale, dato che nella maggior parte dei casi il rumore ed il segnale hanno ampiezze paragonabili. La subroutine **Edge** esegue un algoritmo di *smoothing* (tecnica che serve per “addolcire” il profilo delle immagini disturbate da picchi di rumore) di tipo *edge preserving* (cioè che conserva l’informazione sui bordi) noto come filtro di Kuwahara. Tale filtro consiste nella seguente operazione:

- considerare un punto P dell’immagine, ed i quattro rettangoli di dimensioni $N \times M$ (con N ed M numeri interi scelti opportunamente) di cui P rappresenta un vertice;
- calcolare la media e la varianza dell’ampiezza del segnale nei punti interni ad ognuno dei rettangoli;
- individuare il rettangolo avente la minor varianza;
- assegnare a P il valor medio del segnale all’interno del rettangolo scelto.

In tal modo è possibile “ammorbidire” il profilo del rumore con minor rischio di cancellare le tracce di un eventuale segnale “continuo” nell’immagine.

In realtà, nei test eseguiti con questo metodo si è riscontrato un reale vantaggio nell’ispezione visuale solo nei casi in cui l’oggetto osservato era sufficientemente luminoso. Ciononostante, tale tecnica rimane un’importante passaggio di gran parte delle procedure esistenti di analisi automatica delle immagini, e quindi la sua reale utilità potrà essere valutata solo nel momento in cui tali tecniche verranno implementate.

Peak.

La subroutine **Peak** serve per binarizzare l’immagine secondo una funzione a gradino: 1 se l’ampiezza del segnale nel pixel considerato è maggiore di una certa soglia, 0 se è inferiore. Viene eseguita se dalla linea di comando si specifica l’opzione **-peak**.

L’idea è quella di selezionare un numero ristretto di punti dell’immagine su cui cercare eventualmente una correlazione con una curva data. Quest’ultima operazione non viene effettuata, al momento, dalla subroutine stessa: può essere invece creato un file analizzabile con un software esterno.

Splat.

Questa subroutine somma tutti gli elementi della matrice plottata appartenenti ad una stessa colonna, e se richiesto anche di un certo numero di colonne limitrofe, (ottenendo in questo secondo caso una forma di smoothing spettrale (§3.3.2)), il che evidenzia le zone del grafico (ossia l'intervallo di frequenze) in cui è presente la maggior quantità di segnale.

4.7 Sviluppi futuri

I software presentati in questo capitolo sono ancora in fase di sviluppo. Il loro funzionamento è limitato ad un numero ristretto di operazioni, se pur sufficiente per l'analisi, ad esempio, di segnali candidati (ed in effetti sono già stati utilizzati dal gruppo Pulsar a tal fine, con buoni risultati), e per la ricerca non automatica di segnali nello spettro.

I primi test dimostrano che il programma è stabile nelle operazioni fondamentali; vedremo nel prossimo capitolo, attraverso una serie di simulazioni, che esso permette di trovare oggetti che la ricerca standard troverebbe con estrema difficoltà o non troverebbe: dobbiamo tenere infatti in considerazione il fatto che la ricerca standard produce un numero enorme di candidati, e che solo alcuni di essi, quelli col rapporto segnale/rumore più elevato, vengono analizzati. Fra di essi possono sfuggire candidati con un segnale curvo nello spettro dinamico.

Il progetto complessivo prevede lo sviluppo di altri moduli. Ad esempio, l'analisi automatica dei plot (o dei dati da cui essi derivano) da parte di sistemi di ricerca di pattern o di analisi spettrale diversa da quella di Fourier. Sono state sviluppate, negli ultimi anni, delle tecniche assai promettenti di riconoscimento di forme, ma l'applicazione al problema della ricerca di Pulsar è una strada ancora da percorrere.

I prossimi passi dello sviluppo riguarderanno innanzitutto la continuazione dei test sul codice. Nel codice verrà inserito l'utilizzo di MPI, il meccanismo di message passing che permette di sfruttare al meglio i sistemi multiprocessore. In seguito si passerà all'implementazione delle tecniche di analisi automatica.

Capitolo 5

Ricerca di Pulsar con compagni massivi: confronto tra la *Dynamic Power Spectrum Search* e altre metodiche.

La fase finale del lavoro di Tesi ha riguardato la verifica della effettiva funzionalità e delle potenzialità del software sviluppato.

A tal fine sono state dapprima simulate un certo numero di serie temporali già dedisperse (vedi §4.5.1) identiche a quelle prodotte presso il telescopio di Parkes durante una esperienza di ricerca reale di Pulsar in sistemi binari. I sistemi simulati si caratterizzano sulla base della scelta dei loro parametri orbitali (periodo orbitale, semiasse maggiore, eccentricità) e della massa della stella compagna. I programmi usati per produrre queste serie temporali sono descritti nel primo paragrafo di questo Capitolo. Le serie temporali così prodotte sono state in seguito analizzate applicando sia il sistema di ricerca standard di Pulsar, sia il sistema standard di ricerca accelerata coerente, (§3.3.1), sia infine applicando la *Dynamic Power Spectrum Search* che è stata descritta ed implementata in questa Tesi..

Si è potuta così effettuare una prima valutazione delle tipologie di Pulsar binarie per le quali la nuova metodica di analisi permette di ottenere risultati migliori rispetto alle procedure di ricerca tradizionali, descritte nel §4.2.

5.1 Programmi utilizzati per i test

5.1.1 simulbp

`Simulbp` (Laterza, 2002) è un programma che serve per simulare come il segnale prodotto da una Pulsar binaria viene ricevuto da un radiotelescopio.

Esso richiede in ingresso alcune informazioni essenziali per la costruzione della serie temporale: tempo di campionamento, nome del file da creare, numero di blocchi da 49152 byte costituenti la serie temporale, periodo orbitale, periodo di rotazione, variazione percentuale del periodo durante l’osservazione, ampiezza dell’impulso. Attraverso queste informazioni produce un file contenente una serie temporale nello stesso formato di quelle prodotte dalla dedispersione.

Il programma presenta attualmente dei problemi nella creazione dei file header. Durante i test effettuati, sono stati sfruttati dei file di header di osservazioni reali, modificati attraverso il programma `pmhdr_edt`.

5.1.2 deorbit

Nato come programma per “baricentrizzare” i segnali di Pulsar binarie note, il programma `deorbit` si rivela anche un ottimo strumento per ottenere serie temporali simulate di segnali di Pulsar binarie, a partire da segnali reali emessi da Pulsar isolate.

In pratica il programma esegue un ri-campionamento della serie temporale, secondo le informazioni sui parametri orbitali da noi inserite in un file di effemeridi, di cui è riportato un esempio in fig. 5.1

5.2 La scelta dei parametri delle simulazioni

Siccome una delle aspettative del nuovo programma è che esso sia *ottimizzato per ricercare Pulsar in sistemi binari esotici*, lo spazio dei parametri utilizzato per simulare Pulsar binarie è stato tutto orientato verso sistemi stretti con compagne molto massive, ossia di massa pari o superiore alla massa di una stella di neutroni.

Di questi sistemi oggi se ne conosce solo uno, quello formato da PSR J0737–3039A e dalla sua compagna PSR J0737–3039B, due stelle di neutroni di massa attorno ad $1.3 M_{\odot}$ orbitanti in circa 2.5 ore. Le simulazioni di evoluzione di sistemi binari

```
PSRJ      J0737-3039A # Nome
RAJ       07:37:51.247 # Ascensione retta (hh:mm:ss)
DECJ      -30:39:40.74 # Declinazione (gradi:mm:ss)
DM        48.9 # Misura di dispersione (cm**-3 pc)
PEPOCH    52870.00 # Epoca dell'osservazione (MJD)
FO        44.0546947712 # Frequenza di rotazione baricentrica (Hz)
F1        -3.4161E-15 # Derivata temporale di FO
BINARY    DD # Modello binario usato per il fit
PB        0.102251563 # Periodo di rivoluzione (giorni)
ECC       0.087779 # Eccentricità
A1        1.41504 # Semiasse (secondi-luce)
TO        52870.01 # Epoca del passaggio al periastro (MJD)
OM        73.805 # Longitudine del periastro (gradi)
```

Figura 5.1: Esempio di file di effemeridi richiesto come input dal programma `deorbit`

predicono che la nostra Galassia dovrebbe contenere parecchi sistemi con parametri simili o ancora più estremi rispetto alla succitata Pulsar Doppia. In particolare è stata recentemente evidenziata la esistenza di stelle di neutroni di massa attorno a $2.1 M_{\odot}$. Individuarne una in un sistema binario con una Pulsar (magari la Pulsar stessa) costituirebbe una prova indiscutibile che la soglia di massa per la formazione di buchi neri è da collocarsi a masse più elevate di quella. In questo Capitolo ci siamo pertanto concentrati sull'impatto che la nuova metodica di ricerca potrà avere nel campo della scoperta di sistemi del tipo suddetto. Nella costruzione dei sistemi binari da simulare ci siamo dunque limitati al caso di orbite strette, con periodi di rivoluzione dell'ordine di 1-2 ore, e compagne della Pulsar aventi masse nell'intervallo da $1.1 M_{\odot}$ fino a $2.5 M_{\odot}$.

Resta chiaro che questo approccio è potenzialmente interessante anche per scoprire Pulsar di debole flusso radio in sistemi binari più classici, come quelli in cui la compagna risulta essere una stella Nana Bianca, ossia una stella relativamente leggera con massa tipicamente inferiore a $0.5 M_{\odot}$. Che il metodo del “Dynamic Power Spectrum” sia ben funzionante in quel caso è fra l'altro stato già dimostrato dalla scoperta, portata a termine proprio con quella metodologia, di 3 Pulsar a millisecondo nell'ammasso globulare NGC6266 (Chandler, 2003). Tutte e tre le nuove Pulsar orbitano in effetti Nane Bianche leggere.

5.3 I risultati delle simulazioni

Attraverso l'uso dei sudescritti programmi `simulbp` e `deorbit`, è stata creata una famiglia di serie temporali dedisperse contenenti il segnale simulato di una Pulsar di massa $M = 1.4 M_{\odot}$ con periodo di 7 ms, collocata in un sistema binario.

I file sono stati generati impostando differenti valori del periodo orbitale P_{orb} e di $\Delta P/P$ (ossia la massima variazione frazionaria del periodo apparente di spin della Pulsar a seguito dell'effetto Doppler). La scelta di questi due parametri di fatto vincola anche la massa M_c della stella compagna della Pulsar.

Per ogni sistema binario simulato sono stati creati diversi file, corrispondenti ad osservazioni di lunghezza differente: tale procedimento è stato eseguito al fine di applicare anche la ricerca standard di tipo accelerato nella maniera per essa più efficiente. Ciò si verifica allorché l'accelerazione orbitale lungo la linea di vista si può considerare praticamente costante durante l'osservazione. Dunque spezzettare una osservazione in sotto-osservazioni più brevi può facilitare la occorrenza di accelerazione praticamente costante in almeno una fra le sotto-osservazioni. Inoltre, serie temporali caratterizzate da assegnati valori orbitali sono state ricreate con segnali di ampiezza differente, per verificare i limiti dei metodi utilizzati nella individuazione di Pulsar deboli.

In particolare, nel caso d'uso del programma `deorbit` è stato possibile simulare l'osservazione di sistemi binari eccentrici o pescati a qualunque punto della loro fase orbitale. Questo tipo di opzioni non è invece implementato nel programma `simulbp`.

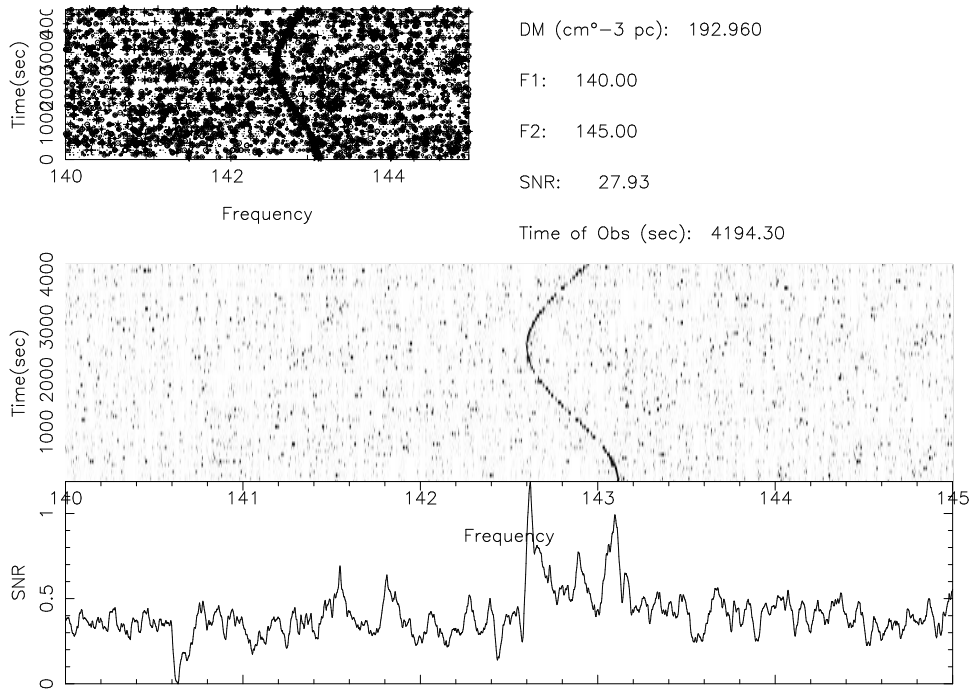
Nelle pagine seguenti sono riportate, per ognuno dei sistemi simulati, le seguenti informazioni:

- una tabella dei parametri orbitali e di ampiezza del segnale coi quali è stata generata la serie temporale di test;
- un grafico che riporta l'output del programma sviluppato in questa Tesi, ossia `FFT_split`, lanciato con l'opzione `-k quad` che corrisponde alla subroutine `enhance` (vedi §4.6.2);
- qualora ne siano stati prodotti, sono riportati infine il grafici di eventuali candidati Pulsar individuati da uno dei metodi di ricerca standard applicati sulla stessa serie temporale cui si riferisce il grafico di `FFT_split`.

Ovviamente ciò che interessa indagare è la *chiarezza* con cui appare il segnale nella ricerca compiuta con `FFT_split`, in relazione alla sua rivelabilità con altre metodiche di analisi.

5.3.1 Test 1

P_{orb} (secondi)	5186
$\frac{\Delta P}{P}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$
$a \sin i$ (secondi luce)	1.5
M_c (masse solari)	2.43
Eccentricità	0
Lunghezza dell'osservazione (secondi)	4195
Ampiezza impulsi (unità arbitrarie di simulbp)	1

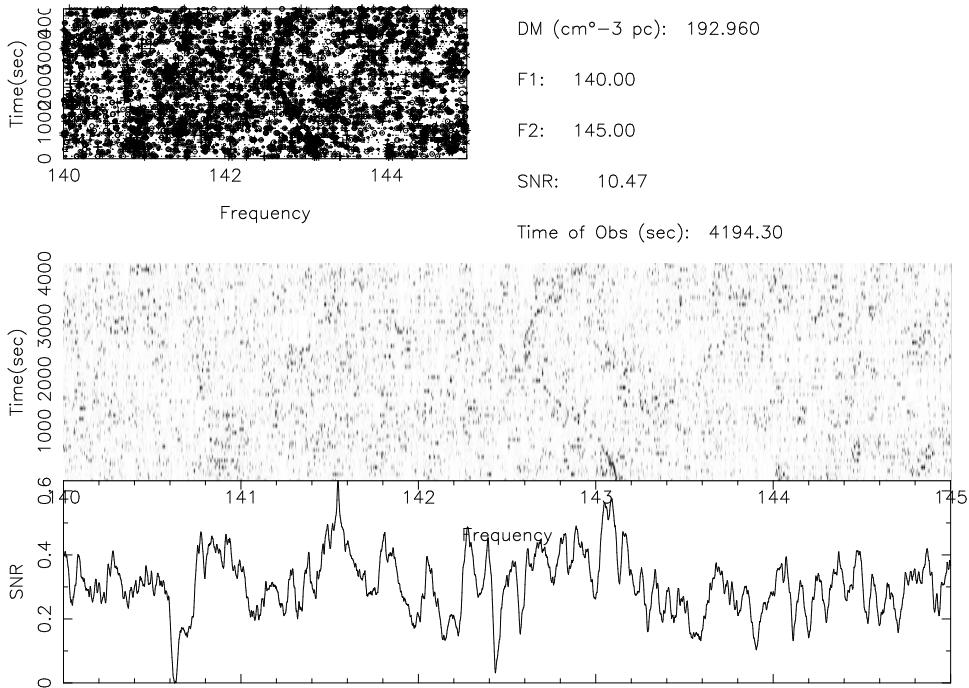


Risultati Alla serie temporale in oggetto è stata applicata la ricerca standard, senza successo. È stata inoltre applicata la ricerca accelerata coerente, per un intervallo di valori di accelerazione che è quello comunemente utilizzato in fase di ricerca (+/- 30 m/s^2). La ricerca è stata altresì condotta su sotto-intervalli dell'osservazione totale. Nessuno dei segnali candidati poteva essere ricondotto alla Pulsar simulata. Viceversa il segnale appare molto evidente nel grafico di figura, prodotto dal metodo di ricerca

descritto nel Capitolo precedente ed implementato nel programma `FFT_split`.

5.3.2 Test 2

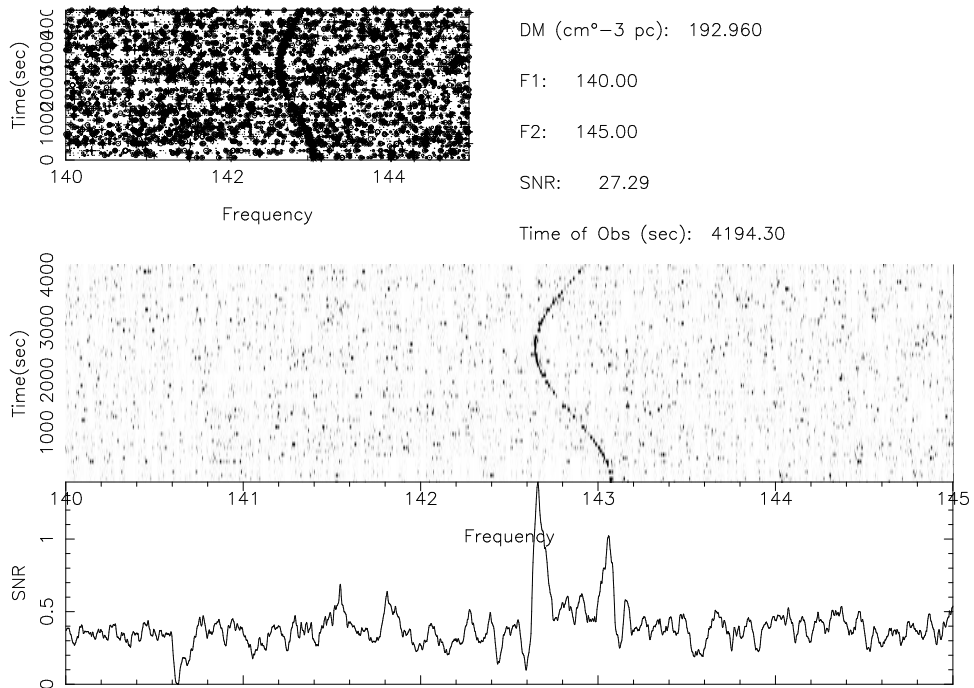
P_{orb} (secondi)	5186
$\frac{\Delta P}{P}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$
$a \sin i$ (secondi luce)	1.5
M_c (masse solari)	2.43
Eccentricità	0
Lunghezza dell'osservazione (secondi)	4195
Ampiezza impulsi (unità arbitrarie di <code>simulbp</code>)	0.66



Risultati La Pulsar simulata in questo test era la stessa del §5.3.1, ma con segnale di ampiezza inferiore. Com'era prevedibile, non è stato trovata dalla ricerca tradizionale sull'intera osservazione, e neanche su sottointegrazioni di 1075 s, mentre l'applicazione del programma `FFT_split` la rende ben visibile.

5.3.3 Test 3

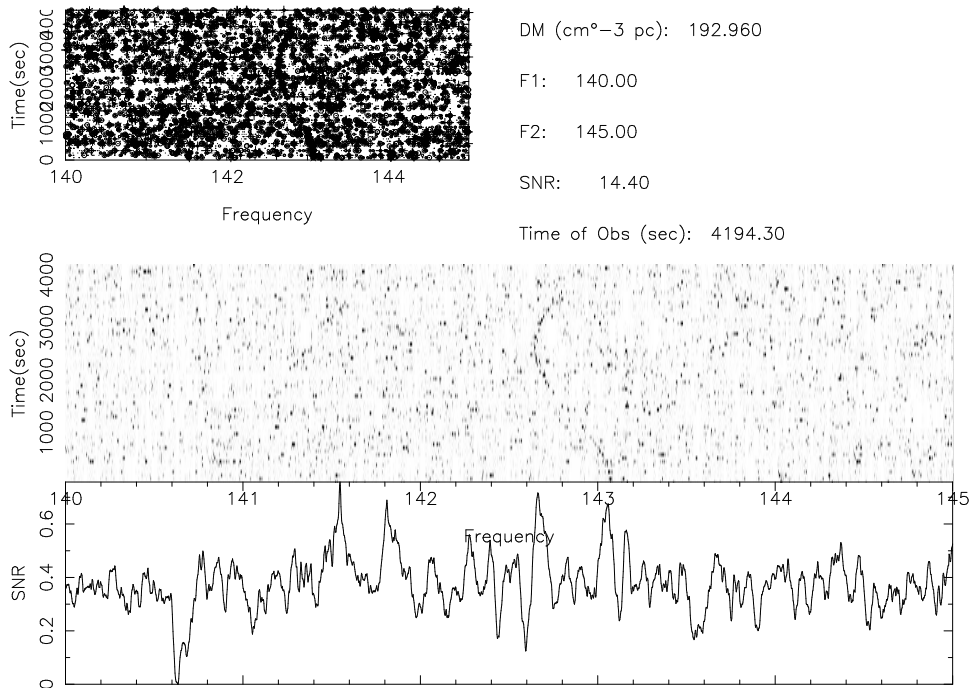
P_{orb} (secondi)	5186
$\frac{\Delta P}{P}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
$a \sin i$ (secondi luce)	1.3
M_c (masse solari)	1.909
Eccentricità	0
Lunghezza dell'osservazione (secondi)	4195
Ampiezza impulsi (unità arbitrarie di <code>simulbp</code>)	1



Risultati Il sistema qui simulato ha caratteristiche meno “estreme” del precedente; ciononostante la ricerca tradizionale ancora una volta fallisce, sia sull’intera osservazione, sia su un intervallo di 17 minuti. Ben evidente viceversa il segnale della ricerca effettuato con il metodo del *Dynamic Power Spectrum Search* (DPSS).

5.3.4 Test 4

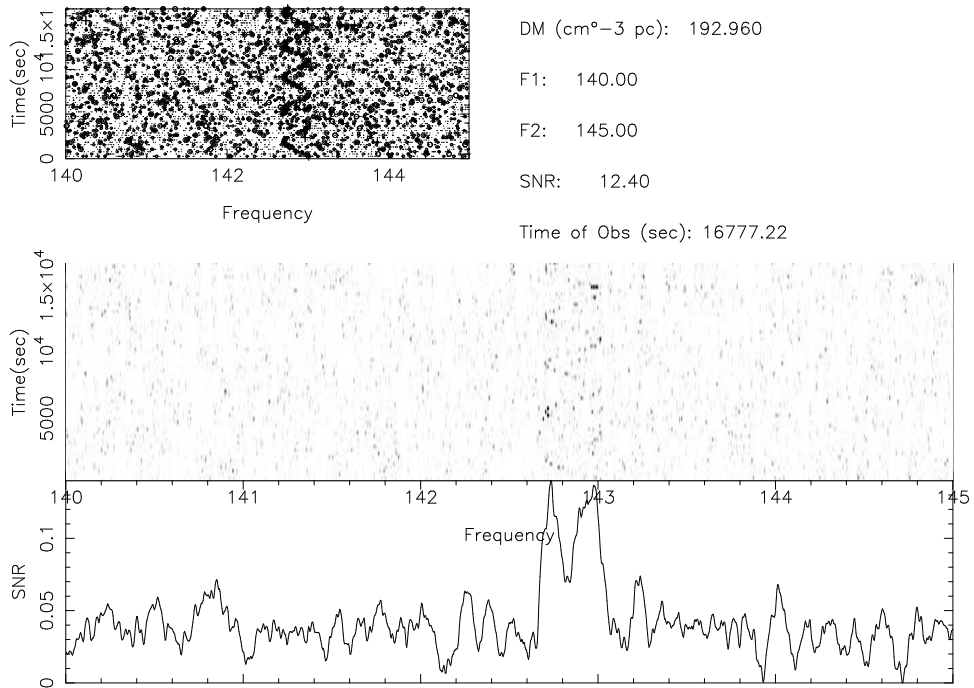
P_{orb} (secondi)	5186
$\frac{\Delta P}{P}$	$1.5 \cdot 10^{-3}$
$a \sin i$ (secondi luce)	1.3
M_c (masse solari)	1.909
Eccentricità	0
Lunghezza dell'osservazione (secondi)	4195
Ampiezza impulsi (unità arbitrarie di <code>simulbp</code>)	0.66



Risultati Ancora una volta, è stato effettuato il test su un oggetto uguale a quello del test precedente, ma con segnale di ampiezza inferiore, in modo tale da mostrare le capacità del metodo DPSS anche per la ricerca di Pulsar non eccessivamente brillanti in sistemi binari stretti con compagne pesanti.

5.3.5 Test 5

P_{orb} (secondi)	6912
$\frac{\Delta P}{P}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
$a \sin i$ (secondi luce)	1.3
M_c (masse solari)	1.41
Eccentricità	0
Lunghezza dell'osservazione (secondi)	16777
Ampiezza impulsi (unità arbitrarie di <code>simulbp</code>)	2



Risultati In questo caso il software di ricerca accelerata standard ha trovato un “candidato” la cui frequenza corrisponde alla frequenza minima apparente raggiunta dalla sorgente lungo la sua orbita. In fig. 5.2 è mostrato il candidato corrispondente.

CAPITOLO 5. RICERCA DI PULSAR CON COMPAGNI MASSIVI: CONFRONTO TRA LA
DYNAMIC POWER SPECTRUM SEARCH E ALTRE METODICHE.

Tape: GC0034 File: 3 Start Block: 1 Date: 010313 UT: 22:09:38.0000
LST: 19:29:05.27 R.A.(J2000): 18:03:34.1050 Dec(J2000): -30:02:00.900
Source: J1803-3002 Freq1(MHz): 1517.75000 512 x -0.5000 MHz Tsamp(ms): 0.125000

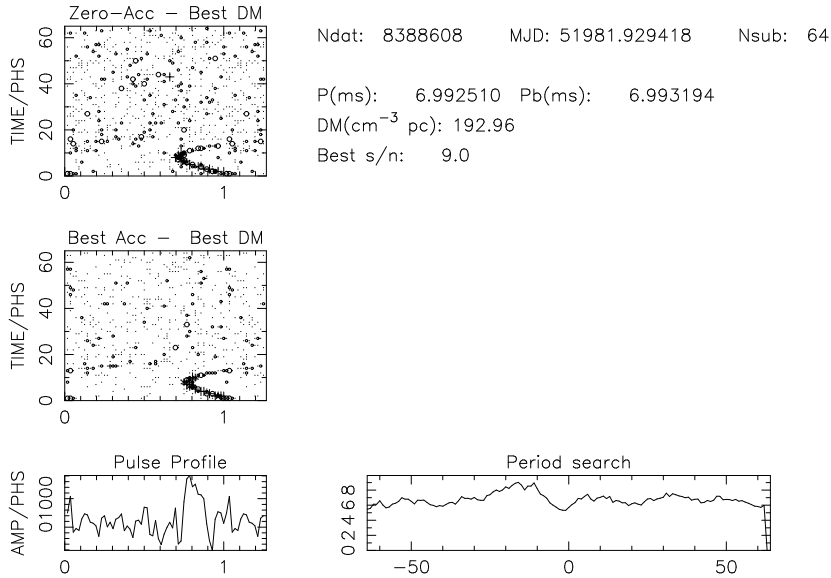
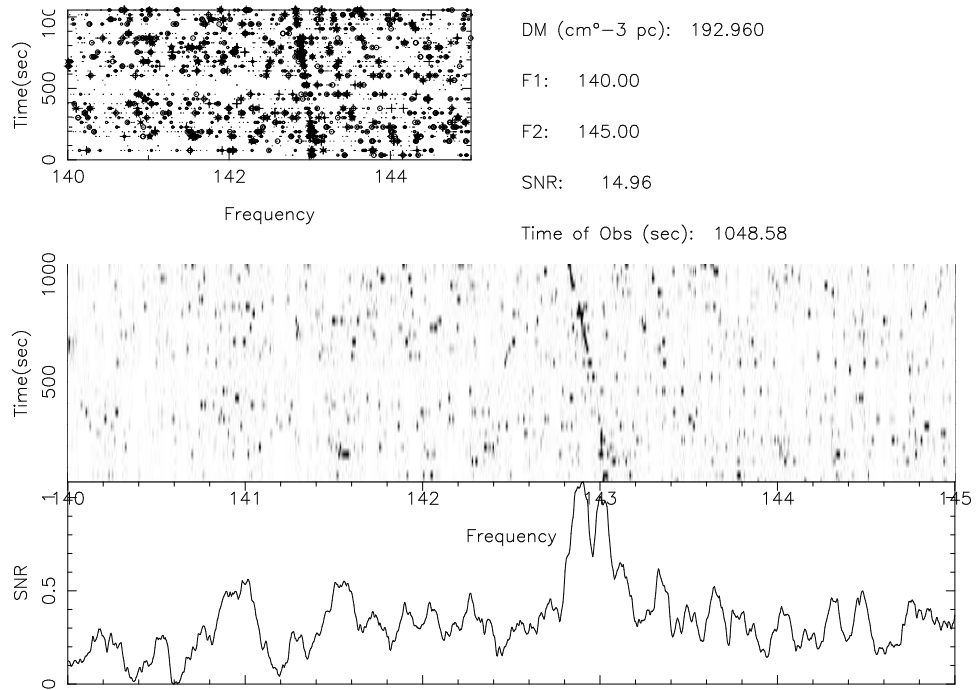


Figura 5.2: Candidato trovato per l'oggetto in studio dalla ricerca tradizionale su un intervallo di osservazione di 17 minuti

5.3.6 Test 6

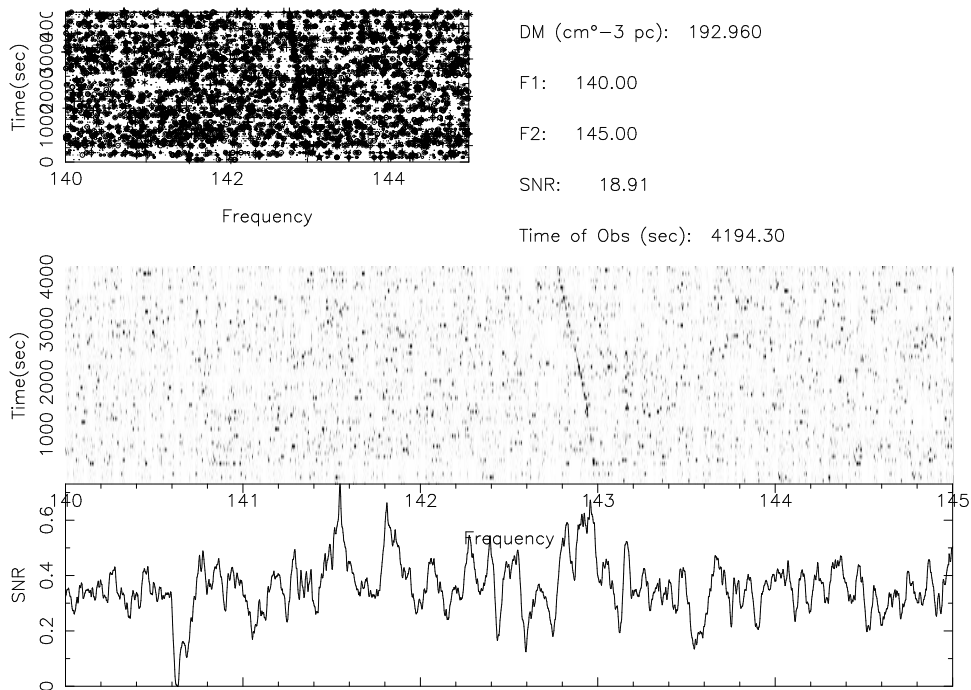
P_{orb} (secondi)	6912
$\frac{\Delta P}{P}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
$a \sin i$ (secondi luce)	1.3
M_c (masse solari)	1.41
Eccentricità	0
Lunghezza dell'osservazione (secondi)	1075
Ampiezza impulsi (unità arbitrarie di <code>simulbp</code>)	1



Risultati Il sistema binario in esame è lo stesso del precedente test, ma con un segnale di ampiezza inferiore. In questo caso, la ricerca tradizionale non ha trovato alcun candidato alla frequenza corrispondente.

5.3.7 Test 7

P_{orb} (secondi)	11232
$\frac{\Delta P}{P}$	$0.8 \cdot 10^{-3}$
$a \sin i$ (secondi luce)	1.5
M_c (masse solari)	1.082
Eccentricità	0
Lunghezza dell'osservazione (secondi)	4195
Ampiezza impulsi (unità arbitrarie di <code>simulbp</code>)	0.667



Risultati Il software di ricerca standard non produce candidati, alla frequenza indicata, sull'intera osservazione. Invece trova un candidato, con un ottimo rapporto segnale/rumore, sul primo intervallo di 1075 secondi, riportato in fig. 5.3.

5.3. I RISULTATI DELLE SIMULAZIONI

Tape: GC0034 File: 3 Start Block: 1 Date: 010313 UT: 22:09:38.0000
LST: 19:29:05.27 R.A.(J2000): 18:03:34.1050 Dec(J2000): -30:02:00.900
Source: J1803-3002 Freq1(MHz): 1517.75000 512 x -0.5000 MHz Tsamp(ms): 0.125000

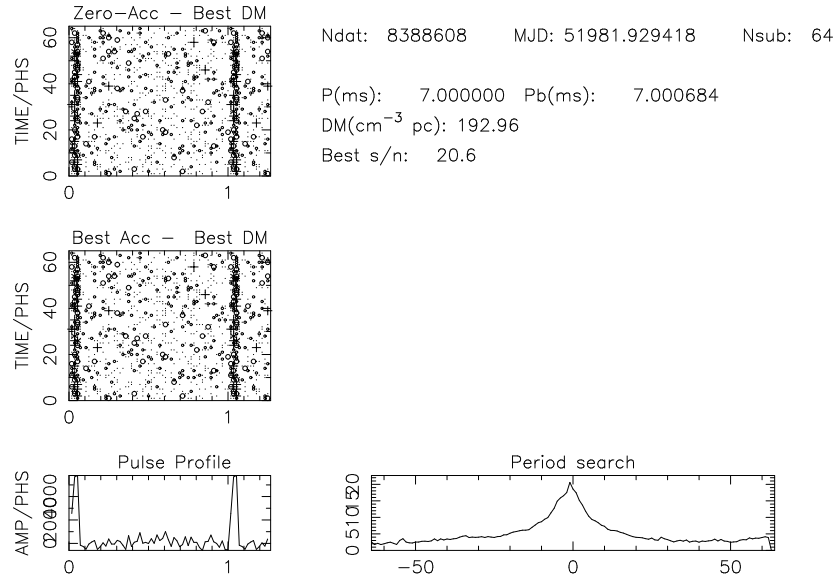
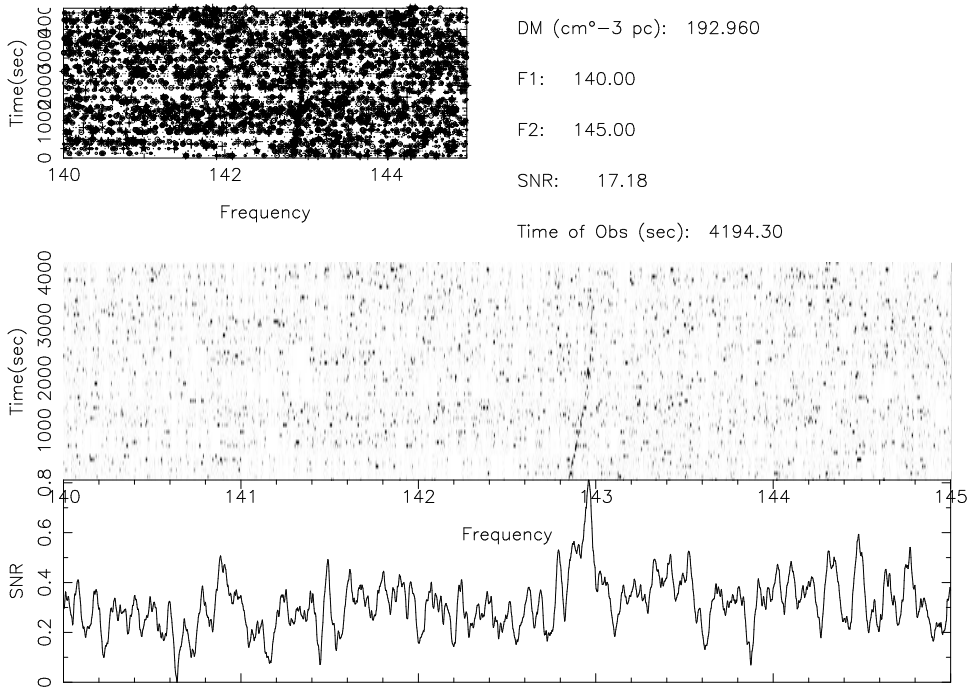


Figura 5.3: Candidato trovato dal software di ricerca standard su un intervallo di 1075 secondi.

5.3.8 Test 8

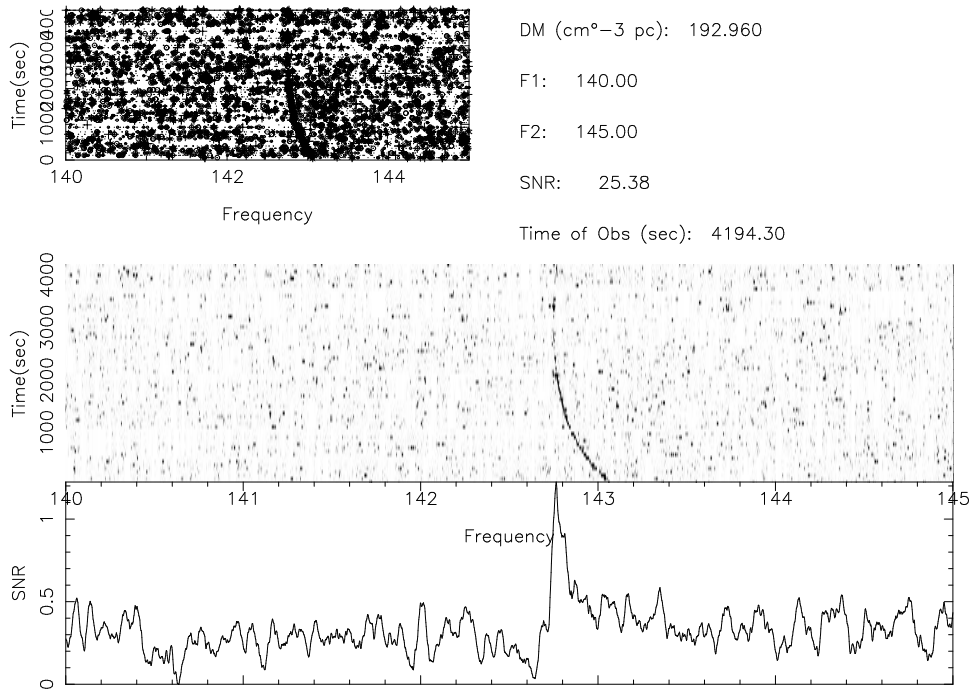
P_{orb} (secondi)	11232
$\frac{\Delta P}{P}$	$0.8 \cdot 10^{-3}$
$a \sin i$ (secondi luce)	1.5
M_c (masse solari)	1.082
Eccentricità	0
Lunghezza dell'osservazione (secondi)	4195
Ampiezza impulsi (unità arbitrarie di <code>simulbp</code>)	0.667



Risultati Questo sistema è lo stesso del test precedente, ma in una fase orbitale differente. Il sistema di ricerca accelerata coerente, in questo caso, fallisce nel produrre un candidato.

5.3.9 Test 9

P_{orb} (secondi)	6912
$\frac{\Delta P}{P}$	$1.1 \cdot 10^{-3}$
$a \sin i$ (secondi luce)	1.3
M_c (masse solari)	1.41
Eccentricità	0.4
Lunghezza dell'osservazione (secondi)	16777
Ampiezza impulsi (unità arbitrarie di <code>simulbp</code>)	2



Risultati Il sistema qui simulato è uguale a quello del §5.3.5, ma con un valore elevato di eccentricità. La ricerca tradizionale non ha prodotto candidati

5.4 Riassunto dell'esito delle simulazioni

I test descritti in questo Capitolo dimostrano la efficacia del software sviluppato durante questo lavoro di Tesi.

In fatti si è potuto mostrare che il metodo di ricerca implementato in questa Tesi, e denominato DPSS: *Dynamic Power Spectrum Search*, ha la possibilità di porre in evidenza tipologie di Pulsar in sistemi binari, il cui segnale sarebbe sfuggito alla scoperta utilizzando metodiche più classiche.

In particolare, il programma sviluppato in questa Tesi si configura come ottimale per la ricerca di Pulsar il cui segnale appaia (seppure debolmente) al di sopra del rumore negli spettri di potenza delle sotto-osservazioni, ma i cui parametri orbitali siano così “estremi” da rendere difficile l'utilizzo dei metodi di ricerca standard, o quantomeno, da richiedere tempi di calcolo proibitivi per la loro applicazione.

Le simulazioni mostrano che la DPSS ha talora una sensibilità inferiore rispetto ai metodi tradizionali: ad esempio nel test §5.3.7, dove, data la vantaggiosa fase orbitale osservata, si verifica solo una una variazione minima del periodo osservato durante la osservazione stessa e dunque il metodo tradizionale fornisce un candidato con rapporto segnale/rumore più elevato della DPSS.

Non va però trascurato il fatto che la DPSS riduce notevolmente i tempi di calcolo rispetto a tutte le altre metodiche, persino anche rispetto a quella standard mirante alla individuazione di Pulsar isolate. Con quelle metodologie, la parte più “pesante” dal punto di vista del calcolo, è rappresentata infatti dal folding temporale dei candidati, che sono selezionati in numero elevatissimo. Nel caso del metodo della accelerazione coerente c'è l'ulteriore aggravio di tempo dovuto al ricampionamento della serie temporale e alla effettuazione di una FFT per ogni valore di accelerazione di test. Il metodo DPSS invece prevede la effettuazione di una sola FFT e, una volta ottimizzato, richiede il folding di un numero limitato di candidati.

Quando sarà corredato da un sistema automatico per il riconoscimento delle tracce del segnale nello spettro dinamico, il metodo DPSS appare dunque veloce ed efficiente abbastanza per affiancarsi pienamente, e in qualche caso soppiantare, alcuni dei metodi più tradizionali per la ricerca di Pulsar in sistemi binari.

Conclusioni

In questo lavoro di Tesi si è esplorata una nuova metodologia di analisi dati, volta alla scoperta del segnale prodotto da Pulsar radio collocate in sistemi binari. In particolare l'attenzione si è focalizzata su Pulsar velocemente rotanti collocate in orbite molto strette con altri oggetti celesti di massa paragonabile o superiore a quella della Pulsar stessa.

L'individuazione di sistemi di questa natura fornirebbe ai fisici dei laboratori di eccezione per studi che spaziano dalla Fisica della Gravitazione alla Relatività Generale, dalla Fisica Nucleare alla Elettrodinamica e alla Fisica dei Plasmi.

Operativamente si è scritta una suite di programmi basati sul cosiddetto metodo della ricerca di Pulsar nello spettro dinamico di potenza: *Dynamic Power Spectrum Search* (DPSS). Essi sono stati implementati utilizzando le risorse computazionali a disposizione del Gruppo Pulsar Italiano, operante presso l'INAF-Osservatorio Astronomico di Cagliari.

Alla verifica del buon funzionamento del programma stesso ha fatto seguito una attenta analisi comparativa fra le potenzialità di questa metodologia e quelle di altri tipi di analisi, nella scoperta di Pulsar in sistemi esotici, ossia con una compagna molto massiccia in una orbita con periodo da una a poche ore. Opportune simulazioni hanno evidenziato che esiste uno spazio di parametri (orbita, massa della compagna, luminosità intrinseca) per le Pulsar entro il quale il nuovo metodo DPSS risulta superiore ai precedenti nella capacità di evidenziazione del segnale.

Il naturale prosieguo di questo lavoro consisterà nella messa a punto di una metodica automatica per la lettura degli spettri dinamici, tesa a minimizzare i tempi di ispezione visuale degli spettri stessi.

Bibliografia

- A. Abramovici, W. E. Althouse, R. W. P. Drever, Y. Gursel, S. Kawamura, F. J. Raab, D. Shoemaker, L. Sievers, R. E. Spero, K. S. Thorne, R. E. Vogt, R. Weiss, S. E. Whitcomb, and M. E. Zucker. LIGO: The laser interferometer gravitational-wave observatory. *Science*, 256:325–333, 1992.
- J. F. Allen and A. D. Misener. The Properties of Flow of Liquid He II. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 172:467–491, September 1939.
- W. Baade and F. Zwicky. On super-novae. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 20:254–259, 1934.
- Matteo Bachetti. Ricerca di pulsar in sistemi binari: il problema della conferma dei candidati, 2003. Tesi di Laurea.
- A. Bauch, J. Achkar, S. Bize, D. Calonico, R. Dach, R. Hlavac, L. Lorini, T. Parker, G. Petit, D. Piester, K. Szymaniec, and P. Urich. Comparison between frequency standards in Europe and the USA at the 10^{-15} uncertainty level. *Metrologia*, 43:109–120, February 2006. doi: 10.1088/0026-1394/43/1/016.
- J. Bergquist. The Hg/Al single-atom, optical clocks: on the path to inaccuracies below 10^{-17} . *APS Meeting Abstracts*, pages K1004+, March 2006.
- D. Bhattacharya and E. P. J. van den Heuvel. Formation and evolution of binary and millisecond radio pulsars. *Physics Reports*, 203:1–124, 1991.
- G. F. Bignami, P. A. Caraveo, A. De Luca, and S. Mereghetti. Discovery of x-ray cyclotron absorption lines measures the magnetic field of an isolated neutron star. *Nature*, 423:725–727, 2003.

- Alessandro Braccesi. *Dalle Stelle all'Universo*. Zanichelli, 2000.
- M. Burgay, N. D'Amico, A. Possenti, R. N. Manchester, A. G. Lyne, B. C. Joshi, M. A. McLaughlin, M. Kramer, J. M. Sarkissian, F. Camilo, V. Kalogera, C. Kim, and D. R. Lorimer. An increased estimate of the merger rate of double neutron stars from observations of a highly relativistic system. *Nature*, 426:531–533, December 2003.
- Marta Burgay. Ricerca di pulsazioni radio in sorgenti x transienti, 2000. Tesi di Laurea.
- B. Caron and et al. State of the Art of the VIRGO Experiment. In E. Coccia, G. Pizzella, and F. Ronga, editors, *Second Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments*, pages 73+, 1998.
- Bradley W. Carrol and Dale A. Ostlie. *An Introduction To Modern Astrophysics*. Addison-Wesley, 1996.
- A. M. Chandler. *Pulsar Searches: From Radio to Gamma-Rays*. PhD thesis, California Institute of Technology, 2003.
- S. Chandrasekhar. The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs. *Astrophysical Journal*, 74:81–82, 1931.
- S. Chandrasekhar. Stellar configurations with degenerate cores (second paper). *Monthly Notices of the RAS*, 95:676+, June 1935.
- K. Chen and M. Ruderman. Origin and radio pulse properties of millisecond pulsars. *Astrophysical Journal*, 408:179–185, 1993.
- J. W. Cooley and J. W. Tukey. An algorithm for the machine calculation of complex fourier series. *Mathematics of Computation*, 19:297–301, 1965.
- K. Danzmann. LISA Mission Overview. *asr*, 25:1129–1136, 2000.
- Antonietta Fara. Computational facilities of cagliari pulsar group. In *The Multicoloured Landscape of Compact Objects and their Explosive Origins*, jun 2006.

- A. J. Faulkner, M. Kramer, A. G. Lyne, R. N. Manchester, M. A. McLaughlin, I. H. Stairs, G. Hobbs, A. Possenti, D. R. Lorimer, N. D'Amico, F. Camilo, and M. Burgay. Psr j1756–2251: A new relativistic double neutron star system. *Astrophysical Journal, Letters*, 618:L119–L122, January 2005.
- Andrew Faulkner. *A Search For Fast Binary Galactic Pulsars*. PhD thesis, University of Manchester, 2004.
- J. Frank, A. R. King, and D. J. Raine. *Accretion Power in Astrophysics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1985.
- P. C. Freire, F. Camilo, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, R. N. Manchester, and N. D'Amico. Timing the millisecond pulsars in 47 Tucanae. *Monthly Notices of the RAS*, 326:901–915, September 2001. URL http://adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-bib_query?bibcode=2001MNRAS...326..901F&db_key=AST.
- Carl Friedrich Gauss. Nachlass: Theoria interpolationis methodo nova tractata. *Werke band*, 3:265–327, 1866.
- T. Gold. Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources. *Nature*, 218:731–732, 1968.
- P. Goldreich and W. H. Julian. Pulsar electrodynamics. *Astrophysical Journal*, 157: 869–880, 1969.
- J. W. T. Hessels, S. M. Ransom, I. H. Stairs, P. C. C. Freire, V. M. Kaspi, and F. Camilo. A Radio Pulsar Spinning at 716 Hz. *Science*, 311:1901–1904, March 2006. doi: 10.1126/science.1123430.
- 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.
- P. L. Kapitza. Heat Transfer and Superfluidity of Helium II. *Physical Review*, 60: 354–355, August 1941. doi: 10.1103/PhysRev.60.354.
- M. Kramer, I. H. Stairs, R. N. Manchester, M. A. McLaughlin, A. G. Lyne, R. D. Ferdman, M. Burgay, D. R. Lorimer, A. Possenti, N. D'Amico,

-
- J. M. Sarkissian, G. B. Hobbs, J. E. Reynolds, P. C. C. Freire, and F. Camilo. Tests of general relativity from timing the double pulsar, 2006. URL <http://www.citebase.org/abstract?id=oai:arXiv.org:astro-ph/0609417>.
- L.D. Landau, 1932. comunicazione privata a L. Rosenfeld, alla quale quest'ultimo si è riferito durante i lavori della 16th Solvay Conf. of Physics (Pubblicato da University of Brussels Press, 1974).
- Antonella Laterza. Rassegna dei principali metodi di ricerca di pulsars in sistemi binari: sviluppo di un ambiente per l'ottimizzazione dei codici, 2002. Tesi di Laurea.
- J. M. Lattimer. Neutron stars as a probe of the equation of state. In *22nd Texas Symposium on Relativistic Astrophysics at Stanford University*, Dec. 2004.
- J. M. Lattimer and B. F. Schutz. Constraining the Equation of State with Moment of Inertia Measurements. *Astrophysical Journal*, 629:979–984, August 2005. doi: 10.1086/431543.
- D. R. Lorimer. Binary and Millisecond Pulsars at the New Millenium. *Living Reviews in Relativity*, 2001. <http://www.livingreviews.org/Articles/Volume4/2001-5lorimer>.
- D. R. Lorimer and P. C. Freire. New limits on the strong equivalence principle from two long-period circular-orbit binary pulsars. In *Binary Radio Pulsars*, volume 328, pages 19–24. ASP Conference Series, 2005. astro-ph/0404159.
- Lorimer, D. R. and Kramer, M. *Handbook of Pulsar Astronomy*. Cambridge University Press, 2005.
- A. G. Lyne and D. R. Lorimer. High birth velocities of radio pulsars. *Nature*, 369: 127–129, 1994.
- A. G. Lyne, M. Burgay, M. Kramer, A. Possenti, R. N. Manchester, F. Camilo, M. A. McLaughlin, D. R. Lorimer, N. D'Amico, B. C. Joshi, J. Reynolds, and P. C. C. Freire. A double-pulsar system: A rare laboratory for relativistic gravity and plasma physics. *Science*, 303:1153–1157, 2004.
- Michael Metcalf and John Reid. *Fortran 90/95 explained*. Oxford Science Publications, 1996.

- K. Nordtvedt. Testing relativity with laser ranging to the moon. *Phys. Rev.*, 170(5): 1186–1187, Jun 1968a. doi: 10.1103/PhysRev.170.1186.
- Kenneth Nordtvedt. Equivalence principle for massive bodies. ii. theory. *Phys. Rev.*, 169(5):1017–1025, May 1968b. doi: 10.1103/PhysRev.169.1017.
- F. Pacini. Rotating neutron stars, pulsars, and supernova remnants. *Nature*, 219: 145–146, 1968.
- T. J. Pearson. `PGPLOT Graphics Subroutine Library`. California Institute of Technology, Pasadena, 1997. (```»`<http://astro.caltech.edu/>```~`tjp/pgplot/).
- A.C. Phillips. *The physics of stars*. John Wiley and Sons, 1994.
- E. S. Phinney and S. R. Kulkarni. Binary and millisecond pulsars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 32:591–639, 1994.
- A. Possenti, N. D’Amico, A. Corongiu, D. Manchester, J. Sarkissian, F. Camilo, and A. Lyne. A Dozen New Pulsars from the Parkes Globular Cluster Search. In F. A. Rasio and I. H. Stairs, editors, *ASP Conf. Ser. 328: Binary Radio Pulsars*, pages 189–+, January 2005.
- S. M. Ransom, J. M. Cordes, and S. S. Eikenberry. A New Search Technique for Short Orbital Period Binary Pulsars. *Astrophysical Journal*, 589:911–920, 2003.
- M. A. Ruderman and P. G. Sutherland. Theory of pulsars: Polar gaps, sparks, and coherent microwave radiation. *Astrophysical Journal*, 196:51–72, 1975.
- I. S. Shklovsky. *Dokl. Akad. Nauk. USSR*, 90:983, 1953.
- R. C. Singleton. Algol procedures for FFT. *IEEE Trans. Audio Electroacoust.*, 15: 91–98, 1967.
- D. H. Staelin. Fast Folding Algorithm for Detection of Periodic Pulse Trains. *ieee*, 57: 724–725, 1969.
- D. H. Staelin and E. C. Reifenstein, III. Pulsating radio sources near the Crab Nebula. *Science*, 162:1481–1483, 1968.

- T. Sterling, D. Savarese, D. J. Becker, J. E. Dorband, U. A. Ranawake, and C. V. Packer. BEOWULF: A parallel workstation for scientific computation. In *Proceedings of the 24th International Conference on Parallel Processing*, pages I:11–14, Oconomowoc, WI, 1995.
- J. Trümper, W. Pietsch, C. Reppin, W. Voges, R. Staubert, and E. Kendziorra. Evidence for strong cyclotron line emission in the hard X-ray spectrum of Hercules X-1. *Astrophysical Journal*, 219:L105–L110, 1978.
- W. van Straten, M. Bailes, M. C. Britton, S. R. Kulkarni, S. B. Anderson, R. N. Manchester, and J. Sarkissian. A test of general relativity from the three-dimensional orbital geometry of a binary pulsar. *Nature*, 412:158, 2001.
- W. A. Wheaton, J. P. Doty, F. A. Primini, B. A. Cooke, C. A. Dobson, A. Goldman, M. Hecht, S. K. Howe, J. A. Hoffman, and A. Scheepmaker. An absorption feature in the spectrum of the pulsed hard X-ray flux from 4U0115 + 63. *Nature*, 282:240–243, 1979.