Indice

Introduzione

L'argomento di questa Tesi è lo studio di una pulsar al millisecondo, J1803-3002, prima pulsar individuata all'interno dell'ammasso globulare NGC 6522. Su di essa sono state effettuate osservazioni di timing per poterne ricavare i parametri rotazionali e posizionali.

Quando una stella massiccia termina il suo combustibile nucleare, si innesca un collasso del suo nucleo che si interrompe solo quando al centro si forma un gas degenere di neutroni, la cui pressione compensa l'autogravità. Mentre l'inviluppo viene espulso nell'esplosione di supernova, al centro rimane una stella di neutroni in rapida rotazione e con un campo magnetico elevato, il cui asse è in generale disallineato rispetto a quello di rotazione. L'oggetto così formatosi emette un fascio anisotropico di radiazione a tutte le lunghezze d'onda. In particolare, nella banda radio il fascio è emesso lungo l'asse magnetico e ha una forma grossomodo conica e quindi, quando la materia espulsa nell'esplosione di supernova si è diradata abbastanza, l'oggetto centrale si manifesta come emettitore di un segnale radio pulsato (*effetto faro*): tale sorgente prende dunque il nome di radiopulsar.

Ogni pulsar perde progressivamente energia per emissione di dipolo magnetico, ed infine l'emissione radio si spegne. Una pulsar che si trovi in un sistema binario, sopravvissuto all'esplosione di supernova, può, però, "rinascere", se *riciclata* dalla stella compagna che, durante la sua evoluzione, perde materia e cede momento angolare alla stella di neutroni, il che la può riaccelerare fino a periodi molto bassi. Se il trasferimento di massa è abbastanza prolungato nel tempo, possono formarsi le cosiddette *pulsar al millisecondo* (P $\sim 2 - 20$ ms). Queste ultime sono formidabili orologi cosmici, a causa dell'elevatissima stabilità e predicibilità del loro periodo, e ciò consente di utilizzarle, con ottimi riscontri, per indagare l'ambiente in cui si trovano (Capitolo 1).

Luoghi elettivi per il ritrovamento delle pulsar al millisecondo sono gli *ammassi globulari*. Si tratta di densissimi agglomerati di stelle coeve, tutte nate molto tempo fa (attualmente non si riscontra in essi formazione stellare); proprio a causa dell'elevata densità di materia non sono infrequenti al loro interno gli incontri stellari, che possono provocare la creazione di un sistema binario, favorendo così il processo del riciclaggio (Capitolo 2).

Per studiare le pulsar lo strumento migliore è il *timing*, ossia la misura dei tempi d'arrivo degli impulsi. Inizialmente occorre dedisperdere il segnale per ovviare al fenomeno della dispersione nel mezzo interstellare; quindi si effettua il *folding* per ricavare l'impulso integrato che è la "firma" di una pulsar. In seguito a queste due operazioni preliminari si possono ricavare i tempi d'arrivo degli impulsi, i quali vanno confrontati con quelli previsti da un modello posizionale e rotazionale della pulsar detto *modello di timing*. Il modello dipende da una serie di parametri fisici della pulsar (posizione, periodo, derivata del periodo, ecc.) e un processo di minimizzazione delle differenze fra tempi d'arrivo degli impulsi osservati e tempi d'arrivo prodotti dal modello consente di ricavare una stima per i suddetti parametri (Capitolo 3).

Nella pratica ho, dapprima, installato e testato sulle macchine dell'Osservatorio di Cagliari i programmi per l'effettuazione dell'archiviazione dei dati. Successivamente ho eseguito il timing utilizzando dapprima la suite di programmi **psrchive**, e poi raffinando i risultati con il programma **tempo** (Capitolo 4).

La pulsar J1803-3002 appartiene ad un ammasso globulare, NGC 6522. Per essa sono stati ricavati i parametri di rotazione (periodo e sua derivata prima), di posizione (ascensione retta e declinazione), ed infine la misura di dispersione. A partire da questi, altri parametri possono essere ricavati, ed è inoltre possibile effettuare qualche considerazione anche sull'ammasso. Nota la variazione secolare del periodo della pulsar, $\dot{P}$, è possibile calcolare il suo campo magnetico superficiale e la sua età caratteristica. Dal momento che la pulsar appartiene ad un ammasso globulare, tuttavia, il $\dot{P}$ va corretto perché la sua misura è influenzata da fattori esterni. Sottraendo alla derivata del periodo osservata, $\dot{P}_{obs}$, il contributo dovuto al moto proprio dell'ammasso e quello dovuto all'effetto del potenziale gravitazionale galattico, ne risulta un $\dot{P}_{obs,corr}$ negativo. Questa conclusione non contraddice, comunque, il fatto che il periodo intrinseco della pulsar aumenti col tempo; testimonia invece il fatto che il $\dot{P}_{intr}$ intrinseco è ulteriormente modificato dagli effetti della buca di potenziale gravitazionale dell'ammasso globulare. In particolare, il fatto che $\dot{P}_{obs,corr} < 0$ implica che la pulsar si trova, lungo la linea di vista, dietro il centro dell'ammasso. Inoltre, con questa informazione, si può anche concludere che la densità di massa del centro dell'ammasso ottenuta da osservazioni ottiche risulta sottostimata (Capitolo 5).

La scoperta della prima pulsar in NGC 6522 favorirà la scoperta di nuove pulsar, ciò che permetterà di ottenere nuove e più precise informazioni relative all'ammasso stesso.

Capitolo 1

Le pulsar: generalità

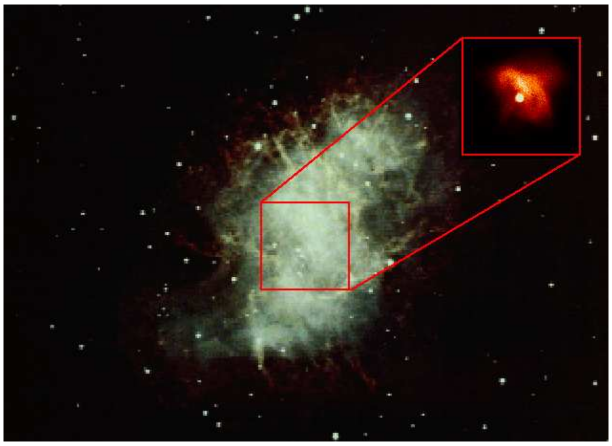

Figura 1.1: la Crab Pulsar e la sua nebulosa

Le pulsar sono stelle di neutroni rapidamente rotanti e fortemente magnetizzate. Le osserviamo tramite l'emissione di onde radio pulsata, da cui deriva il nome di *PULSAting Radio sources*, dovuta al disallineamento tra l'asse di rotazione e quello magnetico attorno al quale si originano i coni dell'emissione radio.

La prima pulsar venne scoperta nel 1967 durante un esperimento sulla scintillazione nel mezzo interplanetario, da parte del gruppo di Hewish ed, in particolare, della sua studentessa Jocelyn Bell. Escluse le ipotesi che il segnale periodico fosse prodotto da un oggetto oscillante o da uno orbitante, dato il periodo di soli 1.337 s, rimaneva quella che l'origine del segnale fosse un oggetto ruotante, compatto. Per l'argomento di *causalità*, secondo cui $d \leq c \cdot \tau$ (in cui d è la dimensione dell'oggetto, τ il suo periodo e c la velocità della luce), rimaneva dunque la possibilità che potesse trattarsi di una nana bianca o di una stella di neutroni. Il raggio minimo di una nana bianca (corrispondente alla sua massima massa) è di circa 1000 km mentre quello di una stella di neutroni si aggira intorno ai 10 km. Quando venne scoperta la Crab pulsar, nel resto di supernova del Granchio (Staelin & Reifenstein, 1968), con periodo di 0.033 s, si capì che le pulsar potevano raggiungere periodi di rotazione tali per cui una nana bianca sarebbe stata distrutta dalla forza centrifuga, perciò venne esclusa la possibilità che si trattasse di quest'ultima classe di oggetti e si decise in favore delle stelle di neutroni, come aveva suggerito Gold nel 1968. Inoltre questa osservazione comportava che le pulsar potessero essere associate alle supernovæ, il che combaciava anche con le assunzioni precedenti di Wheeler e Pacini secondo cui una stella di neutroni poteva essere la fonte di energia della Crab Nebula (Nebulosa del Granchio).

1.1 Le stelle di neutroni

1.1.1 La struttura

Solo quattro anni dopo la scoperta del neutrone da parte di Chadwick nel 1932, Baade e Zwicky ipotizzarono che stelle di neutroni potessero formarsi durante le esplosioni di supernova. Ancora, tre anni più tardi, Oppenheimer e Volkoff proposero un modello che descriveva questi oggetti, stimando valori per raggio e massa che si attestavano, rispettivamente, intorno ai 10 km e alle 1.4 masse solari ($M_\odot$). Ancora oggi la struttura interna delle stelle di neutroni non è nota con precisione. Strati concentrici di diverso spessore arrivano, in prossimità del centro, a densità elevatissime, dell'ordine di 10^{14} cm^{-3} g. All'esterno gli strati sono solidi, attraversati da eventuali *stellamoti* di assestamento nelle stelle giovani. All'interno, invece, l'ambiente è fluido e si ipotizza, negli strati centrali, produzione di mesoni, in particolare π. Innumerevoli sono le equazioni di stato proposte per descrivere il rapporto tra pressione e densità nella materia ultradensa che costituisce le stelle di neutroni. Secondo alcune di esse, la materia ultradensa sarebbe sostanzialmente incomprimibile (equazioni *dure*), secondo altre, invece, potrebbe esserlo parzialmente (equazioni *soffici*). La scelta di un'equazione di stato implica anche, automaticamente, un limite sulla massa massima della stella.

1.1.2 L'origine e la formazione

Le stelle di neutroni rappresentano la fase finale dell'evoluzione di una stella massiccia ($M \geq 6-8$ M$_\odot$). Quando l'autogravità non è più bilanciata dall'energia termonucleare prodotta dai bruciamenti termonucleari nel nucleo della stella, solo la pressione degenere di un gas di fermioni può frenare il collasso gravitazionale. Fino ad una massa di 1.4 M$_\odot$, la pressione di un gas di elettroni è sufficiente, ma oltre questa occorre quella data dai neutroni, ben più pesanti, perché la stella arresti il collasso. Questo funziona fintanto che la massa non supera le 3 M$_\odot$ circa, oltre il quale limite neppure i neutroni riescono a compensare l'autogravità, per cui si forma un buco nero.

Fintanto che la stella riesce a bilanciare l'autogravità con i bruciamenti termonucleari, essa si dispone, si dice, all'interno della cosiddetta *sequenza principale*. Quando il meccanismo non è più efficace, la stella comincia ad allontanarsi dalla sequenza principale: nel nucleo non brucia più idrogeno, ma elio, mentre le temperature elevate rendono possibile il bruciamento dell'idrogeno nelle regioni circostanti. Ancora la stella presenta un nucleo non degenere, tuttavia su di esso *gocciola* materia combusta, che fa sì che si formino strati concentrici di elementi sempre più pesanti che cadono al centro. Nel frattempo l'inviluppo, che non è in grado di adattarsi a questa rapida evoluzione, si espande.

Oltre il ferro, la produzione di elementi più pesanti necessiterebbe assorbimento di energia, per cui i bruciamenti termonucleari non possono andare avanti e i nuclei di ferro, troppo massicci e incapaci di fondere, si disintegrano formando elio, diminuendo l'energia del nucleo. A questo punto nel nucleo le temperature e pressioni elevatissime riescono ad innescare il decadimento $\beta - inverso$ che produce neutrini (che scappano via) e neutroni, che formano la stella degenere. L'energia gravitazionale liberata dal collasso del nucleo produce l'esplosione della stella.

1.2 Le pulsar

1.2.1 Elettrodinamica

Per via delle leggi di conservazione del momento angolare e del flusso magnetico, con la diminuzione del momento d'inerzia e del raggio del nucleo della stella dovuto al suo collasso, il nucleo stesso vede aumentare la sua

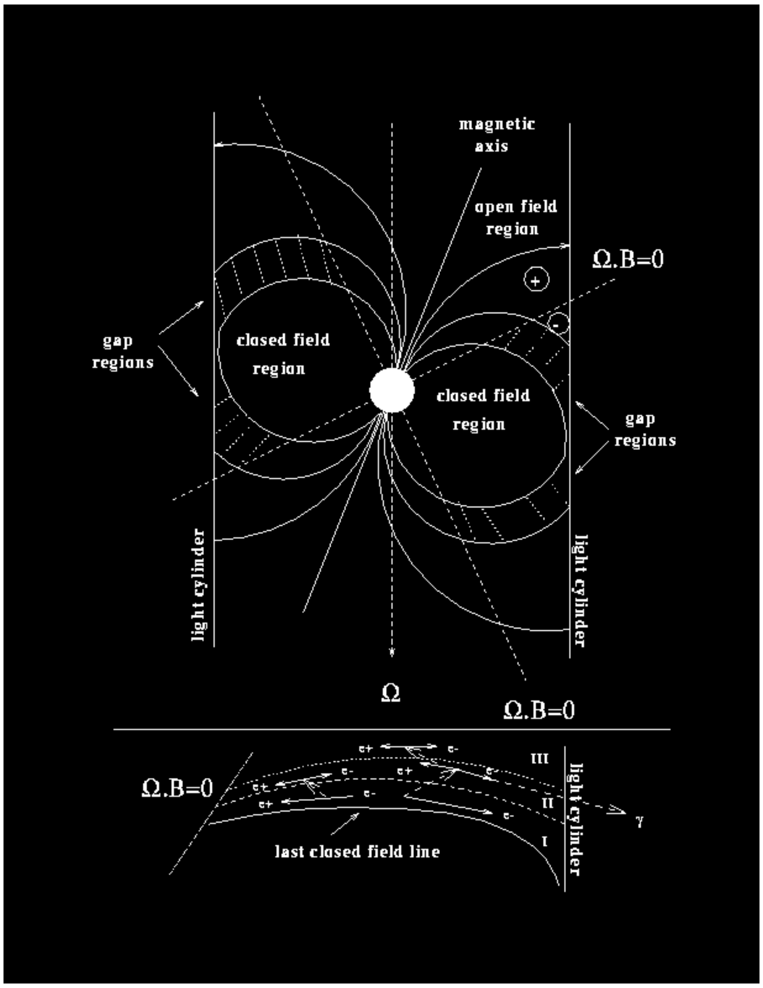

Figura 1.2: Modello elettrodinamico per una pulsar

velocità angolare ed il suo campo magnetico superficiale. Per queste ragioni si può euristicamente giustificare il fatto che le pulsar (residuo finale del collasso del nucleo) sono rapidamente rotanti e dotate, in particolare quelle più giovani, di campi magnetici elevatissimi (dell'ordine di 10^{12} G).

Nelle stelle di neutroni, la conducibilità interna della materia è molto elevata, perciò le linee di campo magnetico restano congelate all'interno della stella. L'elevato campo magnetico, combinato alla rotazione, produce un campo elettrico, il quale a sua volta provoca una segregazione di cariche, in virtù della legge di Gauss, per la quale

$$\rho_i = \frac{1}{4\pi}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_i) = -\frac{1}{2\pi c}\vec{\Omega} \cdot \vec{B}_i \tag{1.1}$$

dove ρ_i è la densità di carica elettrica interna, $\vec{\Omega}$ è la velocità angolare di rotazione della stella di neutroni e $\vec{E}_i$ e $\vec{B}_i$ sono, rispettivamente, campo elettrico e campo magnetico della stella.

Secondo il modello del rotatore allineato, che prevede che asse magnetico e asse di rotazione siano allineati, le cariche negative si distribuiscono ai poli (dove $\vec{\Omega} \parallel \vec{B}$) e quelle positive all'equatore. Questo modello è solo approssimato (dato che asse magnetico e asse di rotazione sono in generale disallineati), ma nel caso più generale di rotatore obliquo la situazione può essere descritta in modo equivalente. Il campo elettrico è così intenso da strappare elettroni o ioni dai poli, mettendoli in movimento lungo le linee di forza del campo magnetico. Le linee rimangono chiuse all'interno del *cilindro luce*, che delimita la magnetosfera della stella. Al raggio di questo cilindro, R_{lc}, le particelle coruoterebbero con la stella alla velocità della luce ($v = R_{lc}\Omega = c$). Oltre, dunque, le linee di campo devono essere aperte e quindi la materia viene espulsa nello spazio, collimata in un cono la cui apertura (ϑ_p) può essere calcolata mediante vincoli sulle linee di forza. La relazione, nel caso di campo dipolare, è $\frac{\sin^2\vartheta}{r} = cost$, da cui si ricava $\frac{\sin^2\vartheta_p}{R} = cost$ (al raggio della stella di neutroni, R) che si può mettere in relazione con il rapporto noto al raggio del cilindro luce, per il quale l'angolo è di 90°. Con i parametri medi di una pulsar ($R \sim 10$ km, $P \sim 1$ s) si trova un angolo di apertura $\vartheta_p \sim 10°$.

La materia che coruota è costituita da un plasma di elettroni e positroni i quali, ruotando lungo le linee di forza e spiraleggiandovi attorno, emettono radiazione di curvatura in una stretta regione della magnetosfera. Le particelle accelerate (fattore di Lorenz iniziale $\gamma \sim 10^7$, radiazione nel γ), attraversano vari passaggi di annichilamento in fotoni e produzione di coppie, finché non raggiungono fattori $\gamma \sim 10^2 - 10^3$ in corrispondenza dei quali si produce l'emissione radio coerente che osserviamo.

Il modello descritto del *rotatore obliquo*, prevede un rallentamento del periodo di rotazione della pulsar, in virtù della perdita di energia rotazionale sotto forma di emissione di radiazione di dipolo.

1.2.2 Il profilo dell'impulso radio

Osservativamente, dunque, una pulsar è caratterizzata da un segnale impulsivo nel radio. Il profilo dell'impulso è dipendente dalla frequenza.

Lo spettro è di potenza: $S = \nu^{-\alpha}$, dove S è la densità di flusso, ν è la frequenza e α è l'indice spettrale, che può andare circa da 1 a 3, senza sostanziale differenza tra pulsar normali e pulsar al millisecondo. Per questo, alle alte frequenze il flusso è molto debole.

Oltre alle osservazioni in radio, sono state condotte osservazioni anche in altre bande a frequenze più elevate per trovare eventuali controparti, anche se l'identificazione univoca si rivela spesso difficile a causa della scarsa precisione con cui si può determinare la posizione, ad esempio in γ. Le controparti, individuate principalmente per pulsar giovani, come le ben note Crab e Vela, sono spesso in X, ma la forma degli impulsi è diversa e l'emissione, al contrario di quella in banda radio, non è coerente. I profili, anche quelli integrati (quelli, cioè, che si ottengono da una sovrapposizione dei singoli impulsi che di per sé non danno un'informazione stabile, vedi Cap. 2), variano notevolmente da pulsar a pulsar.

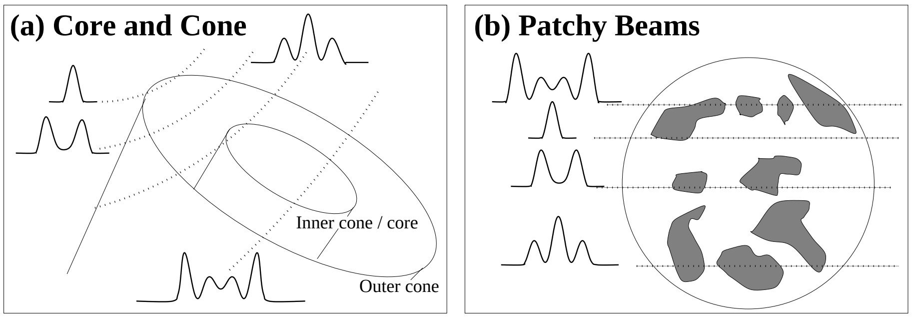

Figura 1.3: I due modelli proposti per il fascio (M. Kramer & A. von Hœnsbrœch)

Due sono i modelli proposti per interpretare le varie forme del profilo: quello *a coni concentrici* per cui la regione emissiva sarebbe strutturata ad anelli (Rankin, 1983) e quello del cono *a macchie* secondo il quale il cono sarebbe, appunto, disseminato di varie regioni emittenti, circondate da aree vuote (Lyne & Manchester, 1988). A seconda della porzione di cono che viene intersecata dalla linea di vista, o dell'angolatura, il profilo può avere più picchi. In alcuni casi, si osservano due impulsi sfasati di 180°, ovvero si osserva anche il cosiddetto *interpulso*, il che significa che la geometria ci consente di osservare l'uno e l'altro polo dell'emissione.

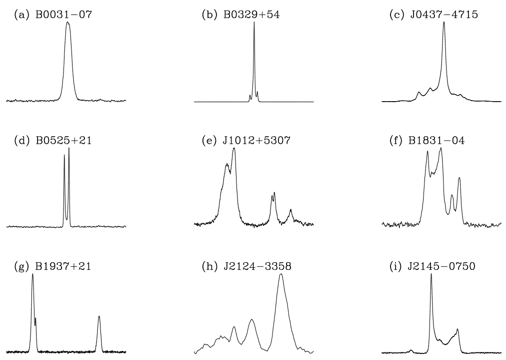

Figura 1.4: Vari esempi di impulsi integrati.

Il fattore che tiene conto della parte di cielo (frazione di 4π sterad) spazzata dal cono è la *beaming fraction*. Evidenze osservative suggeriscono che essa sia tanto più grande, quanto minore è il periodo della pulsar (vedi D. Lorimer, 2001). Questo andamento generale, valido anche per le pulsar al millisecondo, ha però una maggiore pendenza per esse: alcune hanno una beaming fraction vicina al 100% (modello di Narayan & Vivekanand, vedi ancora Lorimer, 2001).

La prima pulsar che venne scoperta in un sistema binario con una seconda stella di neutroni per compagna, la PSR B1913+16, oltre ad avere consentito numerose conferme della teoria della Relatività Generale di Einstein (fruttando, per questo, un premio Nobel agli scopritori Hulse e Taylor), mostra precessione geodetica dovuta al fatto che, al momento dell'esplosione di supernova, il sistema, pur rimanendo legato, ha subìto una forte scossa che ha disallineato il momento di spin da quello angolare orbitale. Attualmente, quindi, l'asse di spin è in precessione intorno a quello del momento angolare totale. Per questo motivo il profilo degli impulsi di questa pulsar sta cambiando e, ad un certo punto, essa non sarà persino più osservabile (Kramer, 1998). Questa situazione si è rivelata fondamentale per porre dei vincoli sul meccanismo di *kick* impartito durante l'esplosione di supernova, nonché sulla forma del cono. Inoltre proprio questo fascio di emissione è stato mappato per primo (Weisberg & Taylor, 2000), grazie a studi sulla variazione del profilo dell'impulso e sulla polarizzazione (poiché caratteristica delle pulsar è anche di avere una radiazione fortemente polarizzata).

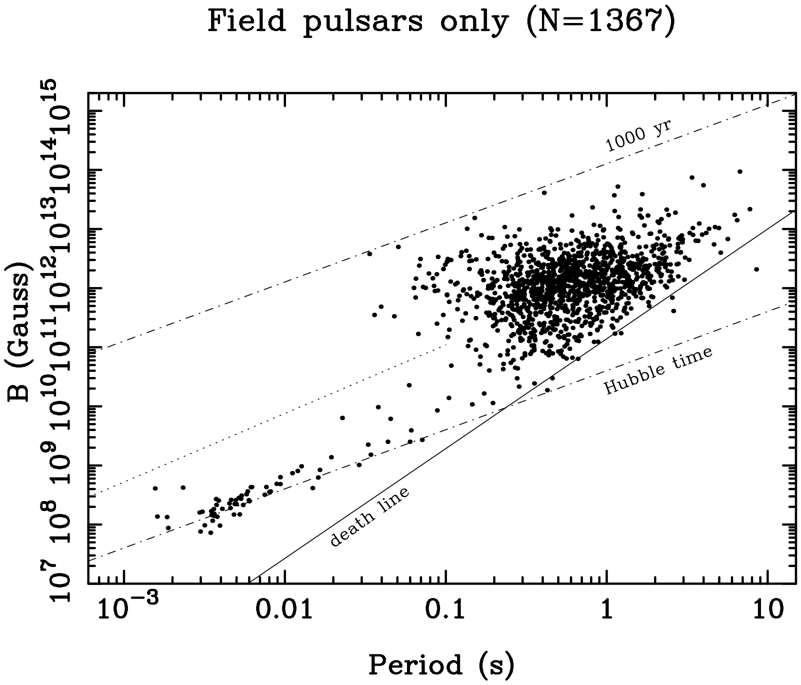

Figura 1.5: Il diagramma B-P. Sono evidenziate la linea della morte (*death line*) e la linea di riaccelerazione (a puntini).

1.3 Il diagramma B-P

Come già detto, le pulsar sono stelle di neutroni, il che significa che si sono formate (nella maggior parte dei casi, quando non le si ottiene da una nana bianca accresciuta oltre la massa limite di Chandrasekar) dall'esplosione di supernova cui è andata incontro una stella massiccia. Con le modalità già descritte, la stella di neutroni può cominciare ad emettere come radiopulsar anche se non necessariamente risulta visibile a noi. Una pulsar giovane possiede un campo magnetico molto intenso (circa, mediamente, $10^{11\div12}$ G) ed un periodo rotazionale molto basso (dell'ordine delle decine di millisecondi). La variazione del periodo nel tempo, il $\dot{P}$, prodotta dalla perdita di energia rotazionale a spese della quale la pulsar emette, è invece, inizialmente, molto elevata. Inoltre si può osservare, con operazioni di *timing* (vedi § 3.5), che, causa probabilmente gli assestamenti cui va incontro la stella giovane, possono verificarsi variazioni drammatiche (i *glitch*), che modificano il periodo di rotazione su tempi scala dell'ordine dei minuti facendolo diminuire (anche se poi esso tende a riassestarsi dopo un certo tempo).

Fu Pacini il primo a notare che una stella di neutroni in rapida rotazione e con campi magnetici elevati doveva perdere energia cinetica da emissione di dipolo magnetico. Con la formula

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}(\frac{1}{2}I\Omega^2) = -\frac{2\Omega^4\mathcal{M}^2}{3c^3} \tag{1.2}$$

in cui $\mathcal{M} \sim R^3 B \sin\alpha$ è il momento di dipolo magnetico, è possibile connettere la perdita di energia rotazionale e il campo magnetico superficiale ai valori di P e $\dot{P}$. Così le pulsar possono essere classificate inserendole in un diagramma $P - \dot{P}$, o $B - P$ (vedi figura 1.5), dato che dalla (1.2) consegue che

$$B \approx 3.2 \cdot 10^{19}\sqrt{P\dot{P}} \tag{1.3}$$

Esplicitando $\mathcal{M}$ e ponendo $\Omega = \frac{2\pi}{P}$, si ottiene infatti dalla (1.2)

$$P\dot{P} = \frac{8\pi^2}{3c^3}\frac{B^2R^6\sin^2\alpha}{I} \tag{1.4}$$

Il diagramma $B - P$ dà un'idea dell'età delle pulsar e, in particolare, ne descrive l'evoluzione. Dato l'elevato $\dot{P}$ iniziale, la pulsar, che alla nascita si collocherebbe in alto sulla sinistra, percorre rapidamente il diagramma verso destra, lungo un ramo orizzontale. Diminuisce, cioè, il suo periodo, mentre non si ha evidenza di decadimento del campo magnetico durante il suo tempo di vita (Hartman *et al.* 1997). Una volta che siano raggiunti livelli troppo alti del periodo, in relazione al campo magnetico, il meccanismo di emissione non può più venire supportato, la radiopulsar oltrepassa la cosiddetta *linea della morte* (ma vari modelli prevedono linee diverse, per cui preferenzialmente si parla di *valle della morte*) e si spegne. La maggior parte delle pulsar si trova in alto a destra nel diagramma $B - P$, a ridosso della valle della morte, ma si possono osservare alcune pulsar giovani sulla sinistra.

Se una pulsar è inclusa in un sistema binario, una volta oltrepassata la linea della morte, essa può essere riaccelerata dal trasferimento di massa e momento angolare della stella compagna. Non esistono ancora evidenze osservative per un decadimento del campo magnetico in tempi inferiori ai 10^8 anni. Nei tempi che però occorrono per riaccelerare la pulsar, esso decade. Le due concause riportano la stella alla sinistra della linea della morte. Quando l'accrescimento cessa, dunque, la stella di neutroni potrà nuovamente accendersi come radiopulsar (vedi § 1.4). Quindi, in basso, a sinistra, si trovano le pulsar al millisecondo. Queste ultime hanno oltrepassato la linea della morte e sono nuovamente visibili, ma hanno periodi di rotazione, nonché $\dot{P}$, molto più bassi ($\dot{P} \sim 10^{-19}$ s/s contro $\dot{P} \sim 10^{-16}$ s/s per le pulsar normali). Inoltre, anche il loro campo magnetico nel frattempo è diminuito a circa 10^{8-9} G, per cause ancora non del tutto chiarite legate a processi interni e, probabilmente, all'accrescimento stesso.

L'età caratteristica delle pulsar si può ricavare, integrando la (1.3) in relazione alla frequenza o al periodo di rotazione e assumendo che il periodo di rotazione iniziale sia trascurabile rispetto a quello attuale:

$$\tau = \frac{1}{(n-1)}\frac{\Omega}{\dot{\Omega}} = \frac{1}{(n-1)}\frac{P}{\dot{P}};\ n \neq 1 \tag{1.5}$$

che nell'approssimazione di dipolo magnetico vale

$$\tau = \frac{1}{2}\frac{P}{\dot{P}} \tag{1.6}$$

dato che n, l'*indice di frenamento*, definito come

$$n = \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} \tag{1.7}$$

vale 3. In realtà, n non coincide mai esattamente con 3, e dai dati osservativi risulta compreso tra 2 e 3, a testimonianza del fatto che quella di dipolo magnetico è solo una prima approssimazione.

1.4 Evoluzione delle pulsar binarie

Date due stelle in un sistema binario, la più massiva inizia per prima ad evolversi e, se la sua massa iniziale supera le $6-8$ $M_\odot$, essa andrà incontro ad esplosione di supernova ed il suo nucleo centrale collasserà a formare una stella di neutroni. Se durante l'esplosione il sistema perde più della metà della sua massa iniziale, esso non rimane legato. Solitamente l'esplosione non è simmetrica, per cui alle stelle viene impartito un "calcio" che può fornire loro una velocità molto elevata in una direzione qualunque (infatti le pulsar

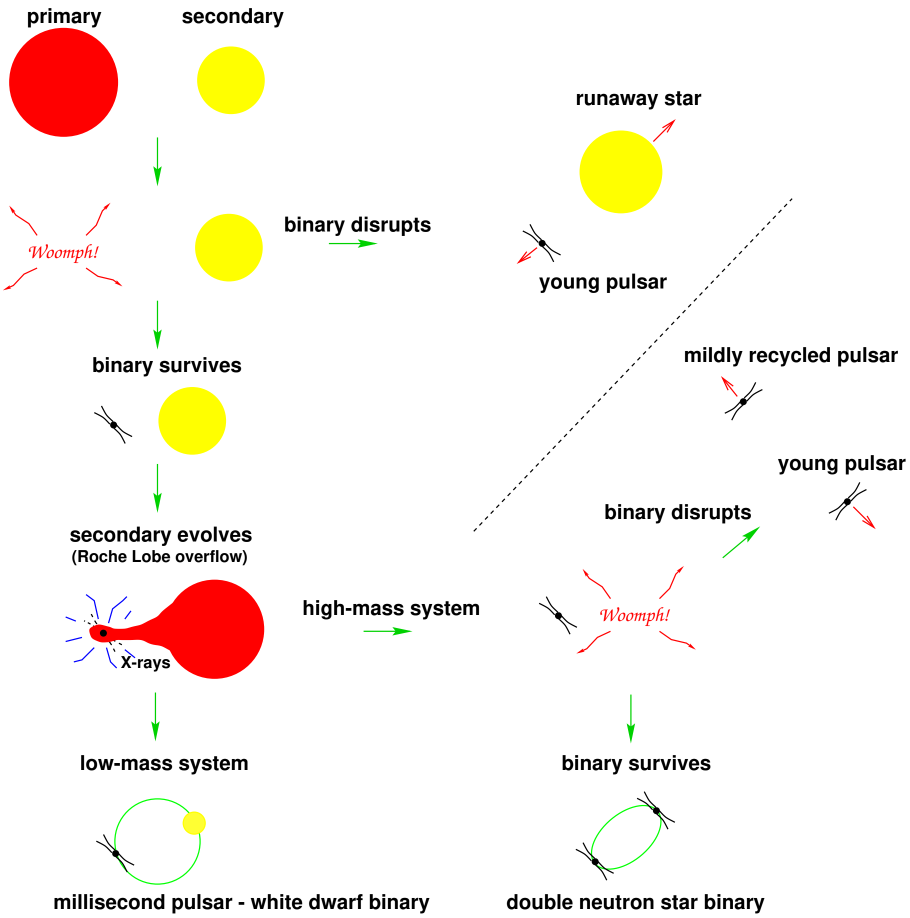

Figura 1.6: Evoluzione di un sistema binario

hanno velocità di moto proprio molto elevate, superiori anche di un fattore 10, rispetto a quelle delle stelle progenitrici di sequenza principale). Può accadere che il sistema si rompa, e dunque si abbiano una pulsar giovane ed una stella di sequenza principale che scappano via (Blaauw, 1961), ma d'altra parte il calcio, in direzione opportuna, potrebbe anche sortire l'effetto contrario di mantenere legato un sistema dal quale fosse stata espulsa massa in eccesso.

In entrambi i casi la stella di neutroni comincia ad emettere come pulsar giovane.

Se il sistema rimane legato, durante questa fase iniziale, detta di *ejector*, la pulsar emette radiazione ed espelle particelle, i resti dell'esplosione o il vento della compagna, oltre il raggio del cilindro luce o quello di cattura gravitazionale ($R = \frac{2GM}{v_v^2}$ dove v_v è la velocità del vento). Questa fase dura fino a quando la pressione di radiazione impedisce che la materia circostante possa entrare nel campo gravitazionale della pulsar. Quando la velocità di rotazione è troppo bassa e i campi elettrici sono troppo deboli per produrre le particelle cariche necessarie ad alimentare la radiazione di curvatura, la radiopulsar si spegne. Se il sistema è rimasto legato, anche la compagna prima o poi evolve e, se i parametri rotazionali sono opportuni, può iniziare a trasferire materia alla stella di neutroni. Questa materia può raggiungere il *raggio magnetosferico*, la distanza alla quale, cioè, la pressione del gas in caduta uguaglia quella del campo magnetico:

$$\rho v^2 = \frac{B^2}{8\pi} \tag{1.8}$$

In queste condizioni sono due le possibili situazioni. Da una parte può instaurarsi la fase di *propeller*, durante la quale, dal momento che al raggio magnetosferico la velocità delle linee di campo magnetico supera quella kepleriana, la cosiddetta barriera centrifuga rimane chiusa e perciò la materia in caduta viene ancora espulsa dalla pulsar fuori dal sistema. Se, o quando, le due velocità si eguagliano, la barriera si apre e può cominciare l'accrescimento di materia sulla stella di neutroni. A questo punto questa stella, che aveva fino ad allora ceduto momento angolare alla materia circostante e aumentato il suo periodo, può venire riaccelerata dal trasferimento di materia e di momento angolare (Alpar *et al*, 1982). Sono queste le fasi cruciali del *riciclaggio* di una pulsar.

Durante le fasi del riciclaggio delle pulsar, i sistemi binari sono visibili in X. La conferma del modello per la formazione delle pulsar al millisecondo presentato sopra sta nel fatto che, come il tasso di esplosioni di supernova è consistente, entro gli errori, con quello della nascita delle pulsar, così quello di formazione delle *Low Mass X-Ray Binaries* lo è con il numero di pulsar al millisecondo (Lorimer *et al.*, 1995). I sistemi binari X hanno testimoniato che non solo la stella di neutroni possa accrescere materia, ma inoltre che questo processo possa riaccelerarle. Questi sistemi si dividono nelle tre categorie LMXB, IMXB e HMXB, a seconda che la massa della compagna della stella di neutroni sia, rispettivamente, piccola (*Low*), media (*Intermediate*) o grande (*High*). I tre casi provocano differenze anche nel modo in cui la pulsar all'interno del sistema viene riciclata (§ 1.4.1 e § 1.4.2).

1.4.1 I sistemi binari di piccola massa e la formazione di pulsar al millisecondo

Se pensiamo che le due stelle del sistema binario possano essere descritte come puntiformi, il potenziale gravitazionale sul piano orbitale ha superfici equipotenziali della forma di anelli concentrici intorno alle due masse. Questi, però, all'allargarsi del raggio, si sovrappongono e si distorcono fino ad arrivare ad un punto in cui si congiungono. I due lobi per cui le superfici arrivano a congiungersi sono detti *lobi di Roche* e la stella che accresce può arrivare, nell'espansione degli strati esterni, a riempire il suo. Nonostante l'ampia casistica, in dipendenza della massa della compagna e del periodo orbitale, in generale tutti i sistemi LMXB (cioè sistemi in cui la stella compagna ha massa inferiore a circa 2 $M_\odot$) evolvono allo stesso modo.

Se la stella che evolve per seconda ha abbastanza materia da riempire il suo lobo di Roche e quindi raggiungere il *punto lagrangiano interno*, il punto, cioè, dove i due lobi si toccano, questa materia può, se non si instaura il *propeller*, iniziare l'accrescimento sulla stella di neutroni. Tale accrescimento avviene per mezzo di un disco che si forma sul piano dell'orbita e che cede momento angolare. Dato che l'evoluzione della compagna di piccola massa è lenta e regolare, l'accrescimento dura un tempo molto lungo e l'orbita nel frattempo si circolarizza e rimarrà tale anche al termine dell'evoluzione dato che essa si conclude senza esplosione di supernova lasciando una pulsar al millisecondo in orbita attorno ad una nana bianca.

Come già si era accennato, le pulsar al millisecondo sono caratterizzate da periodi di rotazione e campi magnetici, nonché derivate del periodo, decisamente più piccoli che per le pulsar normali. Rispettivamente $P \sim$

$2 - 20$ ms, $\dot{P} \sim 10^{-19} \div 10^{-21}$ ss^{-1}, $B \sim 10^8 \div 10^9$ G. Naturalmente le età caratteristiche di queste pulsar sono molto elevate (Kramer *et al*, 1998); durante il lungo tempo di accrescimento non solo il campo magnetico è decaduto, ma i periodi di spin raggiunti sono diventati molto piccoli e, grazie anche al campo magnetico inferiore, molto più stabili. D'altra parte questo fa sì che le pulsar al millisecondo siano ottimi orologi cosmici e questo le rende strumenti utilissimi nell'indagine dell'ambiente in cui si trovano. Osservativamente si nota che le pulsar al millisecondo hanno alta incidenza in sistemi binari (Possenti, 1999) (a conferma del modello del riciclaggio) e, per le stesse ragioni, velocità di moto proprio più basse (Toscano *et al*, 1999). Inoltre non hanno un moto medio di allontanamento dal piano galattico, come succede alle pulsar giovani che là si formano, bensì c'è equilibrio tra quante se ne allontanano e quante si avvicinano, indice di una popolazione virializzata in equilibrio. L'anzianità di questa classe di oggetti è testimoniata, infine, dall'abbondanza negli ammassi globulari, luoghi elettivi per le stelle più vecchie.

1.4.2 Le binarie X con compagne di massa intermedia o grande

Quando la compagna è più massiccia della stella di neutroni, l'accrescimento può non essere più regolare come nel caso delle LMXB. Nel caso di compagna eccessivamente massiva, non c'è neppure la possibilità di accrescere tramite lobo di Roche. In questo caso la compagna accresce la stella di neutroni via vento. In queste condizioni, la cessione di massa è instabile e quindi ha tempi scala molto brevi per cui necessariamente la stella non potrà subire un riciclaggio fino a periodi del millisecondo, ma solo fino a periodi di decine di millisecondi. Per le HMXB la situazione è da subito molto traumatica: con l'accrescmento via vento si può formare una *common envelope* che avvolge le due stelle. Per il fatto che l'accrescimento in condizioni di compagna più massiva della pulsar avviene con restringimento dell'orbita, durante l'evoluzione la stella di neutroni si avvicina agli strati esterni della compagna, ormai molto grande, o addirittura al nucleo. In queste condizioni, se le due sono molto vicine, una teoria è che possano addirittura collassare l'una sull'altra. Se questo non si verifica e se la *common envelope* viene espulsa (grazie all'energia fornita dall'energia potenziale gravitazionale delle due stelle) rimane un sistema molto stretto formato dalla vecchia stella di neutroni e da una stella di elio, la quale, a seconda della massa che le è rimasta a disposizione, può ancora trasferire materia e, stavolta, riciclare la compagna (in tempi che sono chiaramente più brevi che per le LMXB). Una volta che poi essa termina la sua evoluzione, va incontro a esplosione di supernova e diventa anch'essa stella di neutroni. Si capisce che è difficile che il sistema sopravviva a tante esplosioni di supernova; per questo son tanto rari, e quindi preziosi, i sistemi di doppie stelle di neutroni e, tanto più, quelli di doppia pulsar (una sola finora nota, Burgay *et al.* 2003), che devono oltretutto puntare entrambi i fasci radio nella nostra direzione.

Capitolo 2

Le pulsar in ammassi globulari

Figura 2.1: L'ammasso globulare NGC 6522

Come dice lo stesso nome, gli *ammassi globulari* sono densissimi conglomerati sferoidali di stelle all'interno dei quali risiedono oggetti tra i più vecchi dell'universo. La maggior parte degli ammassi globulari si trovano, nella nostra Galassia, lontano dal disco. La popolazione stellare all'interno degli ammassi ha molte caratteristiche che la differenziano da quella di campo. Infatti, negli ammassi globulari, all'epoca attuale, non si ha formazione stellare. Questo fatto porta con sé alcune significative implicazioni: innanzitutto, per l'essersi formate in un'epoca molto vicina le une dalle altre, le stelle appartenenti ad uno stesso ammasso presentano in generale tutte una stessa metallicità, poiché questa dipende proprio dal tempo, oltre che dal luogo, della formazione. Inoltre, le stelle appartenenti ad ammassi globulari, sono tutte coeve e, come detto, molto vecchie. Proprio per questa ragione al loro interno facilmente si trovano stelle che hanno abbandonato, spesso già da lungo tempo, la fase di sequenza principale e si sono evolute come nane bianche, stelle di neutroni o buchi neri.

2.1 Le interazioni stellari negli ammassi globulari

Data l'elevatissima densità stellare, all'interno di un ammasso si verificano interazioni fra stelle che sono praticamente impossibili nel disco galattico. Due sono fondamentalmente i tipi di interazione coinvolgenti una stella di neutroni: la *cattura mareale* prevede che la stella di neutroni possa incontrare un'altra stella che, passandole sufficientemente vicino possa rimanere catturata dal suo potenziale gravitazionale; esistono poi gli *incontri di scambio* (ossia interazioni stellari a tre corpi) in cui la stella di neutroni si inserisce all'interno di un sistema binario costituito da due stelle dal quale poi costringerà ad allontanarsi la stella meno massiccia. In entrambi i casi il risultato è la creazione di un sistema binario comprendente una stella di neutroni. La creazione di un tale sistema è vieppiù favorita nelle zone centrali dell'ammasso, a seguito del fenomeno della segregazione di massa, ossia del fatto che gli oggetti più pesanti presenti nell'ammasso (come sono le stelle di neutroni) tendono a concentrarsi verso il suo centro. L'effetto è massimizzato in quegli ammassi le cui regioni centrali hanno subìto il cosiddetto *collasso* del *core*.

I sistemi binari così formati, comprendenti una stella di neutroni e (spesso) una stella di sequenza principale, possono diventare progenitori di *LMXB* (vedi § 1.4.1) e quindi condurre alla formazione di pulsar al millisecondo. Infatti, la densità per unità di massa delle pulsar al millisecondo negli ammassi globulari è da 100 a 1000 volte maggiore della densità di questi oggetti riscontrata nel disco della Galassia: si calcolano oggi 101 pulsar riciclate in ammassi contro le circa 60 note nel disco galattico, la cui massa è però molto più ingente rispetto alla massa totale degli ammassi globulari.

Notiamo, infine, che fenomeni di ionizzazione di sistemi binari colpiti da una terza stella potrebbero essere responsabili della presenza delle molte pulsar al millisecondo isolate rinvenute negli ammassi, come è il caso di PSR J1803-3002.

Inoltre è possibile, in questo caso, la spiegazione di una questione ancora irrisolta per le pulsar al millisecondo del disco, ossia il fatto che alcune di esse siano isolate in assenza di interazioni stellari a tre corpi. Questo fatto potrebbe essere giustificabile con un'eventuale espulsione della pulsar stessa da un ammasso globulare.

Un altro aspetto molto importante dell'alto tasso di interazioni unito alla concentrazione di oggetti pesanti nelle zone centrali di un ammasso globulare è la possibile produzione di sistemi binari *esotici* quali sistemi planetari con la pulsar come "Sole" e l'agognato sistema buco nero - stella di neutroni.

2.2 Utilità dello studio delle pulsar al millisecondo negli ammassi globulari

Se da una parte, come si è visto, gli ammassi possono considerarsi luoghi elettivi per la ricerca di pulsar al millisecondo, d'altra parte, le pulsar possono contribuire in molti modi allo studio delle caratteristiche di un ammasso. Esse, infatti, essendo considerabili come masse puntiformi, sono ottimi strumenti per effettuare test su effetti gravitazionali. A questo, poi, si aggiunge la loro stabilità in qualità di orologi cosmici che fa sì che i loro parametri possano essere noti con precisione (vedi § 3.5). Grazie a queste proprietà lo studio delle pulsar consente ad esempio di calcolare la profondità della buca di potenziale dell'ammasso (Phinney 1992, Camilo *et al.* 2000, D'Amico *et al.* 2002). Come si dirà un po' più diffusamente al Cap. 5, la misura risulta tanto più accurata quanto maggiore è il numero di pulsar presenti all'interno di uno stesso ammasso. Inoltre, la presenza di pulsar all'interno di un ammasso globulare ci consente di sudiarne la dinamica interna e di verificare le previsioni dei modelli che descrivono l'evoluzione di un ammasso. Infatti, come già detto al § 2.1, la dinamica di un ammasso globulare vuole che gli oggetti più pesanti, per la segregazione di massa, tendano a concentrarsi verso il centro. Dato che i buchi neri non sono osservabili, sono le pulsar che ci consentono di osservare gli oggetti più compatti dell'ammasso, le stelle di neutroni, per le quali si verificherebbe, appunto la cosiddetta ritenzione da parte dell'ammasso (Rappaport *et al.* 2001). Se di un ammasso si conoscono numerose pulsar, con le loro velocità vettoriali, si può, innanzitutto, cercare di individuare in quale fase evolutiva si trovi l'ammasso (es. precedente o posteriore al collasso del *core*) e inoltre si possono studiare le interazioni dinamiche interne al *core* (Phinney & Sigurdsson 1991, Colpi, Possenti & Gualandris 2002).

Un'altra questione su cui la conoscenza di numerose pulsar nell'ammasso 47-*Tucanae* ha aiutato a gettar luce è stata la prima conferma osservativa della presenza di gas ionizzato in un ammasso (Freire *et al.*, 2001). Attraverso la misura di questo gas, è possibile dare indicazione degli effetti del passaggio dell'ammasso attraverso il disco: quando avviene (ogni $\sim 10^8$ anni) ciò infatti provoca un trascinamento del gas che viene così perso dall'ammasso (Spergel, 1991).

2.3 Difficoltà nello studio delle pulsar all'interno degli ammassi globulari

Nonostante esse siano così importanti per lo studio degli ammassi globulari, le pulsar non sono sorgenti di facile utilizzo. Invece, sono piuttosto elusive e questo non favorisce la ricerca.

Le due principali ragioni per le quali si può rivelare difficile studiare le pulsar in ammassi globulari sono la loro grande distanza da noi e la possibilità che si trovino in sistemi binari stretti. Entrambe queste caratteristiche sono tipiche delle pulsar appartenenti agli ammassi globulari, dal momento che questi ultimi si trovano spesso lontano dal disco galattico, ed inoltre al loro interno, come si è visto (§ 2.1) è possibile che si creino sistemi binari stretti comprendenti una stella di neutroni.

A causa dell'elevata distanza, il loro segnale è debole, infatti, come visto al § 3.1 e dall'equazione (3.1), il flusso osservato dipende dalla distanza della pulsar. Inoltre, la distanza maggiore fa sì che il segnale sia fortemente distorto dalla propagazione attraverso il mezzo stellare dispersivo (§ 3.2).

Infine, l'appartenenza ad un sistema binario stretto provoca la variazione, spesso consistente, del periodo di rotazione apparente e a volte può anche causare la periodica eclissi del segnale radio pulsato.

2.4 NGC 6522

NGC 6522	
Ascensione Retta, α (J2000)	18^h 03^m $34^s.1$
Declinazione, δ (J2000)	-30° 02′ 02″
Longitudine galattica, l	1°.02
Latitudine galattica, b	-3°.93
Distanza dal Sole (kpc)	7.8
Altezza sul piano galattico, z (kpc)	-0.5
Logaritmo della Luminosità, Log L_0 ($L_\odot$ pc^3)	5.31
Concentrazione centrale, Log $\frac{r_{tidal}}{r_{core}}$	2.50
Raggio del *core*, r_{core} (arcmin)	0.05
Raggio di metà massa, $r_{half-mass}$ (arcmin)	1.04
Raggio *mareale*, r_{tidal} (arcmin)	16.44

Tabella 2.1: Principali parametri fisici dell'ammasso globulare NGC 6522

L'ammasso globulare nel quale si trova la pulsar esaminata in questa Tesi è NGC 6522. I parametri di questo ammasso sono presentati in tabella (2.1): il raggio di *core* rappresenta quella distanza alla quale la brillanza diventa metà rispetto a quella centrale; quello di *metà massa* è, invece, il raggio entro il quale è contenuta metà della massa; infine il raggio *mareale* è un raggio limite, coincidente con la distanza a partire dalla quale una stella esce dall'influenza gravitazionale dell'ammasso per risentire di quella della Galassia.

NGC 6522 è un ammasso globulare del tipo *post-core collapse*. Come già si è detto al § 2.1, questa sua condizione appare particolarmente favorevole alla presenza di stelle di neutroni concentrate verso il centro dell'ammasso, ed è quindi consistente con la presenza di pulsar riciclate.

Questo ammasso non è uno dei più classici ammassi dell'alone, ma si trova invece abbastanza vicino al disco galattico. Questa sua caratteristica, unita al fatto che esso si trovi in una regione di basso assorbimento interstellare, ne ha fatto uno strumento molto importante per la determinazione dell'arrossamento interstellare in direzione del *bulge* galattico. Infatti, nel 1983, Baade capì che sarebbe stato possibile campionare la popolazione stellare presente nella regione del *bulge* del nucleo galattico attraverso alcune finestre in Sagittario, caratterizzate da basso assorbimento. Queste regioni, che presero appunto il nome di *Baade windows*, erano tre, una delle quali, per di più molto favorevole, centrata nell'ammasso globulare NGC 6522.

Da questo e da altri studi di arrossamento è stato possibile sin dall'inizio avere stime di distanza dell'ammasso dal centro galattico, ed inoltre si è osservato che esso presenta una metallicità intermedia, anche se prossima a quelle più elevate (van den Bergh 1972, Djorgovski *et al.* 1991, Barbuy *et al.* 1994).

Capitolo 3

L'osservazione delle pulsar

3.1 Cosa impedisce o limita la visibilità

Sappiamo che il disallineamento tra asse magnetico e asse di rotazione della pulsar è alla base del fenomeno dell'emissione pulsata così come noi lo osserviamo. D'altra parte, l'orientazione dei due assi può essere qualunque, rispetto a noi e questo fa sì che alcune pulsar, delle stimate 160.000 galattiche, non le vedremo mai, a meno che esse non siano in un sistema binario e risultino soggette alla precessione del loro asse di rotazione attorno al vettore momento angolare orbitale. La maggior parte delle pulsar finora osservate, se si ecettuano alcune osservazioni nelle nubi di Magellano, sono tutte galattiche. La ragione di ciò è che le pulsar sono sorgenti radio aventi luminosità intrinseca debole, e siccome la densità di flusso S dipende dalla luninosità intrinseca L come

$$S = \frac{L}{4\pi d^2} \tag{3.1}$$

risultano osservabili solo le sorgenti più vicine, con distanza d al più dell'ordine dei 50 kpc.

La minima densità di flusso di una pulsar osservabile da un dato radiotelescopio si esprime come (Dewey *et al.* 1994):

$$S_{min} = SNR \frac{T_{sky} + T_{rec}}{G\sqrt{N_p t_{int} \Delta\nu}} \sqrt{\frac{W_e}{P - W_e}} \tag{3.2}$$

In questa formula S_{min} rappresenta il limite di sensibilità in densità di flusso che si può osservare. Essa dipende, linearmente, dal minimo rapporto segnale/rumore in corrispondenza al quale si può decidere che un segnale pulsato è reale e non un'interferenza o rumore (SNR), e dalla somma della temperatura del cielo (T_{sky}) e di quella del ricevitore (T_{rec}). Dipende inversamente dal guadagno del ricevitore (G) e, sotto radice quadrata, dal numero di polarizzazioni (N_p, che può valere 1 o 2), dal tempo di integrazione (t_{int}) e dalla larghezza di banda in frequenza di osservazione ($\Delta\nu$). Infine dipende dal *duty-cycle* della pulsar, ovvero il rapporto tra la larghezza W_e effettiva dell'impulso e il periodo P. Tenendo conto di tutti i vari effetti insieme (vedi il successivo § 3.3), si può calcolare con una somma quadratica la larghezza effettiva dell'impulso, W_e, che compare nell'equazione (3.2):

$$W_e = \sqrt{W + (\beta\delta t)^2 + \delta t_{DM}^2 + \delta t_{scatt}^2} \tag{3.3}$$

in cui la correzione $\beta\delta t$, con δt tempo di campionamento, tiene conto delle caratteristiche tecniche del ricevitore, mentre le altre due dipendono dai due effetti di *dispersione* e *scattering* di cui si dirà meglio più avanti nello stesso capitolo; W è la larghezza intrinseca dell'impulso.

Le densità di flusso delle radiopulsar sono, in generale, molto basse, dell'ordine dei mJy (1milliJansky = 10^{-29} W m^{-2} Hz^{-1}). Inoltre, come già si è detto, questa grandezza varia con uno spettro di potenza ($S = \nu^{-\alpha}$), per cui all'aumentare della frequenza di osservazione può diminuire sensibilmente. Questa caratteristica si scontra, nella formula, col fatto che per trovare temperature celesti meno elevate (diminuire T_{sky} nella formula) occorrerebbe fare le osservazioni a frequenze più alte, a causa del fatto che l'indice dello spettro di potenza dell'emissione non termica della Galassia è elevato. Inoltre, come si dirà meglio in seguito, lo studio a frequenze elevate costituirebbe un vantaggio anche per ridurre un problema molto grosso dovuto alle interazioni del segnale col mezzo interstellare che è la *diffusione*. Come già detto, si può agire poco su alcuni parametri che entrano nella determinazione del flusso minimo cui è sensibile il sistema telescopio più ricevitore: le temperature alle quali essi operano si aggirano oggi già intorno ai 20 K e non è possibile far di meglio. Per migliorare il guadagno occorre dunque aumentare l'area di raccolta del telescopio. Attualmente è infatti in progettazione uno *Square Kilometre Array*, SKA, costituito da una base di antenne su 1 km^2 di area che dovrà superare, di due ordini di grandezza, in prestazioni e sensibilità, tutti i radiotelescopi oggi operanti. Mentre N_p non può sostanzialmente venire modificato, si può giocare entro certi limiti con gli altri due contributi sotto radice al denominatore; tuttavia aumentando i loro valori, per migliorare la sensibilità, si va incontro ad altri problemi, dovuti alla dispersione del segnale attraverso il mezzo interstellare e all'accumulo di una quantità di dati che tende a diventare intrattabile.

3.2 La dispersione

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

$$v_g = c\sqrt{1 - \frac{\nu_p}{\nu}^2} = c\sqrt{1 - \frac{n_e e^2}{2\pi m_e \nu^2}} \tag{3.4}$$

dove ν_p è la *frequenza di plasma*, cioè quella frequenza al di sotto della quale il segnale verrebbe completamente assorbito dal mezzo. Invece n_e, e e m_e sono, rispettivamente, densità, carica e massa degli elettroni. A seguito della dipendenza di v_g dalla frequenza ν, il segnale pulsato arriva al ricevitore a tempi diversi alle diverse frequenze. In particolare il tempo di percorrenza t della lunghezza d risulta:

$$t = \int_0^d \frac{dl}{v_g} \tag{3.5}$$

e quindi osservando in una banda $\Delta\nu$ con frequenza minima ν_{lo} e massima ν_{hi} si produce un allargamento del profilo temporale

$$\Delta t_{DM} = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \cdot (\frac{1}{\nu_{lo}^2} - \frac{1}{\nu_{hi}^2}) \int_0^d n_e dl \tag{3.6}$$

in cui

$$\int_0^d n_e dl = DM \tag{3.7}$$

è detto *misura di dispersione* e, sostanzialmente, rappresenta la densità di colonna di elettroni liberi in direzione della pulsar. Osserviamo che a causa della dispersione arrivano prima i segnali a frequenza maggiore e più tardi quelli a frequenza più bassa. Inoltre, se la banda $\Delta\nu$ non è tanto ampia, la relazione può essere riscritta nella forma

$$\Delta t_{DM} \approx 8.3 \cdot 10^3 \frac{\Delta\nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} DM \text{ s} \tag{3.8}$$

in cui le frequenze sono espresse in MHz e DM è in cm^{-3} pc. Da questa formula si inferisce la ragione per la quale la sensibilità non possa essere migliorata allargando la banda eccessivamente: ciò costituirebbe un fattore di allargamento degli impulsi dovuto al fenomeno della dispersione.

Grazie alle pulsar, per alcune delle quali (ancora poche) si ha una misura diretta della distanza attraverso il metodo della parallasse, è migliorata la conoscenza della distribuzione del gas di elettroni nella Galassia (Cordes & Lazio, 2002) (vedi fig. 3.1).

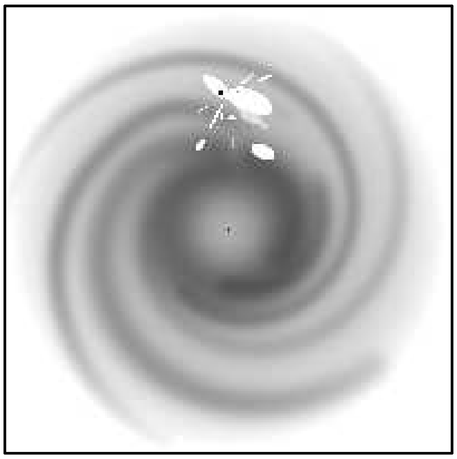

Figura 3.1: La distribuzione elettronica nel disco galattico, ottenuta tramite lo studio delle pulsar (Cordes & Lazio, 2002)

D'altra parte, note approssimativamente la distanza di un oggetto e la sua direzione, ad esempio perché appartenente ad un ammasso globulare, è possibile per esso avere in anticipo una misura approssimata della dispersione. Sfortunatamente, più in generale, la misura di dispersione di una pulsar non è nota a priori e quindi la ricerca va fatta all'interno di un intervallo ragionevole di misure di dispersione.

3.2.1 Come si ovvia alla dispersione

Dall'equazione (3.8) sappiamo che l'allargamento degli impulsi dipende da $\Delta\nu$, ovvero dalla laghezza della banda di osservazione. Quello che si fa per avere un allargamento minore è dividere l'intera banda (tramite, ad esempio, un banco di filtri) in un numero elevato di canali, ciascuno di ampiezza $\delta\nu$, in modo tale che quest'ultima sia la grandezza che rientra nel calcolo e quindi l'allargamento risulti considerevolmente ridotto. Naturalmente, ogni canale ha, in questo modo, un ritardo diverso, per cui quando si somma per ritrovare il segnale all'interno della banda totale, occorre sommare lungo un'opportuna linea

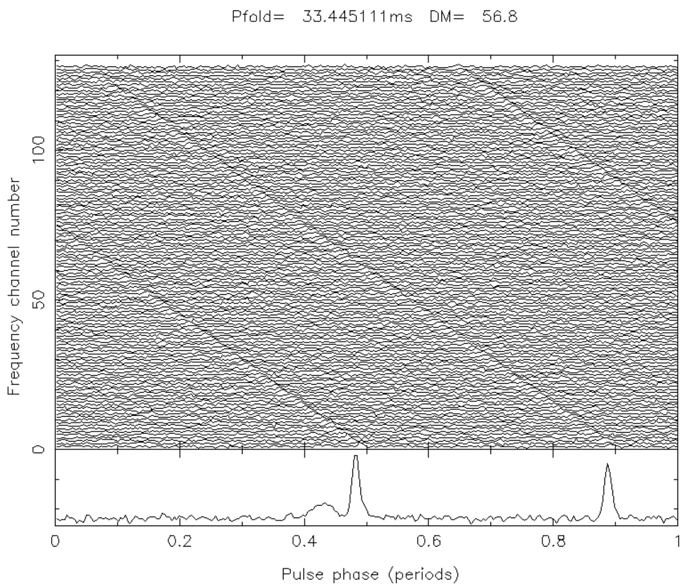

Figura 3.2: Osservazioni della Crab pulsar, condotte col radiotelescopio Northern Cross. Frequenza centrale $\nu_{MHz} = 408$, ampiezza di banda $\Delta\nu_{MHz} = 4$: il segnale è diviso in 132 canali, ciascuno largo 132 kHz. Il tempo di campionamento è 64 μs.

(vedi fig.3.2), in modo che i picchi risultino sovrapposti e possano sommarsi coerentemente.

3.3 Lo scattering e la scintillazione

Lo scattering, o *diffusione*, è un effetto legato, invece, al fatto che il segnale debba attraversare, nel suo percorso fino al ricevitore, un mezzo interstellare non omogeneo. Dato che la radiazione, in forma di fotoni, subisce urti con la materia, essa ci raggiungerà con angoli diversi (vedi fig. 3.3). Anche a causa di questo effetto il segnale subisce un allargamento temporale asimmetrico con una coda di emissione (detta *coda di scattering*) la cui estensione temporale scala come

$$\delta t_{scatt} \propto \frac{d^2}{\nu^4} \tag{3.9}$$

cioè sussiste una dipendenza pesante dalla frequenza alla quale si osserva, oltre che dalla distanza. Sappiamo, tuttavia, che non sempre è possibile osservare a frequenze elevate, causa la pendenza dello spettro di potenza delle pulsar.

Le irregolarità che costituiscono il mezzo interstellare possono essere rappresentate da un modello di schermo sottile (Scheuer, 1968) che si trovi

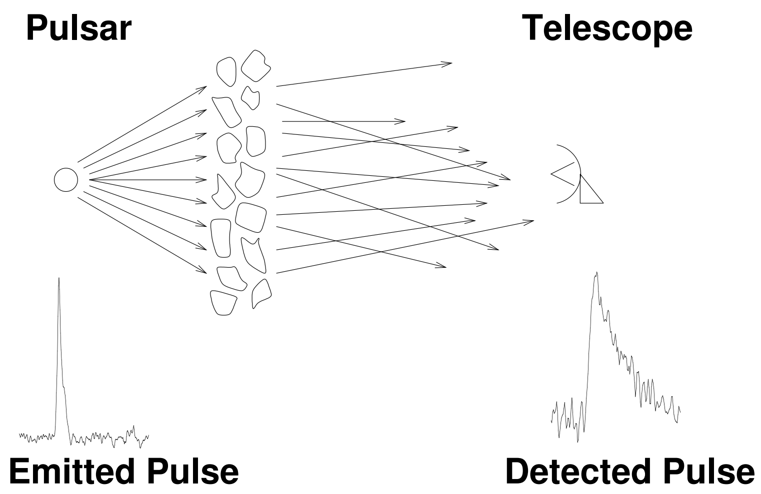

Figura 3.3: Cause ed effetti dello scattering sul segnale impulsivo

a metà strada tra la pulsar e l'osservatore (vedi fig. 3.3). Tale schermo provoca interferenza tra onde dirette e onde diffuse che quindi provoca anche il fenomeno della *scintillazione*. In generale questi effetti si mediano per effetto della grande distanza, dal momento che statisticamente si compensano gli effetti dell'interferenza, costruttiva o distruttiva, di un numero elevato di disomogeneità. Questo non succede, però, quando si osserva lungo l'alone, ad esempio in direzione degli ammassi globulari di latitudini galattiche più elevate: in questo caso, anche se le distanza è grande, le disomogeneità lungo la linea di vista sono poche rispetto a quelle che si riscontrano osservando lungo il disco galattico e quindi non c'è un effetto mediante.

3.4 La ricerca di una pulsar

Abbiamo già detto che per ridurre l'allargamento del profilo temporale dovuto alla dispersione è conveniente dividere l'intera ampiezza di banda in tanti piccoli canali la cui ampiezza sia la più piccola possibile. Dal momento, poi, che in ciascun canale il segnale arriverà in tempi diversi, a seconda della frequenza, occorre introdurre un ritardo temporale diverso in ognuno in modo tale che poi, sommando i vari canali, sia migliore il rapporto segnale/rumore rispetto a quello dei singoli impulsi e si possa osservare chiaramente, nei casi fortunati, un bel profilo. Questa operazione è detta di *dedispersione* e attua il ripiegamento della serie in frequenza. Quando si effettua una ricerca di pulsar, più spesso accade che la misura di dispersione non sia nota a priori. Bisogna, quindi, stimare un intervallo ragionevole di DM, all'interno del quale cercare, in relazione alla regione che si vuole investigare e al periodo minimo che si vuole poter osservare. Questa scelta si basa sul tempo di campionamento e sulla larghezza dei canali che si utilizzano.Il DM stimato si sceglie opportunamente in relazione alla regione di cielo osservata e ad un'ipotesi di modello elettronico della Galassia. Il tempo di campionamento dipende invece dalla periodicità che si vuole osservare, poiché esso deve risultare inferiore (almeno metà, secondo il teorema di Nyquist) al periodo che si vuole poter rilevare. Il valore minimo e quello massimo per i quali il passo in DM si mantiene piccolo sono quelli per cui l'allargamento del segnale è pari ad un tempo di campionamento, rispettivamente nel singolo canale o sull'intera banda (vedi figura 3.4).

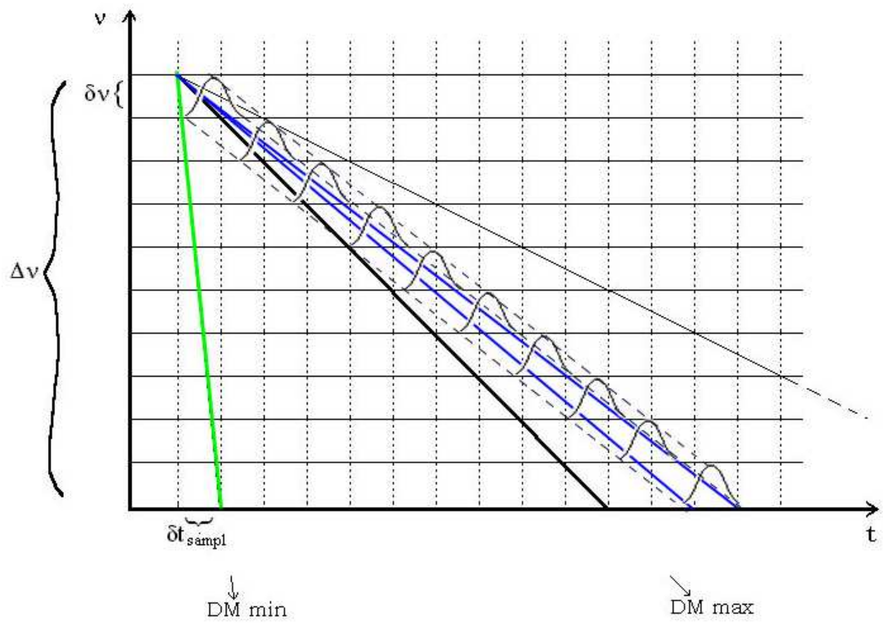

Figura 3.4: Selezione dell'intervallo di DM all'interno del quale ha senso effettuare la ricerca. In ascissa il tempo è diviso in segmenti della durata di un tempo di campionamento, δt_{sampl}, in ordinata è rappresentata la frequenza di osservazione. $\Delta\nu$ è la larghezza dell'intera banda, $\delta\nu$ quella del singolo canale.

Per ciascuna misura di dispersione, dunque, il segnale viene dedisperso e si ottiene un'unica serie temporale. Successivamente su questa serie viene attuata una trasformata di Fourier (FFT) che produce lo spettro di potenza. È qui che cerchiamo le periodicità: infatti, un segnale pulsato presenta nello spettro una famiglia di armoniche (che nel caso di spettro debole sono visibili solo se sommate). I candidati migliori vengono salvati e si passa alla successiva misura di dispersione per la quale si ripetono le stesse operazioni. Solo quando il procedimento è stato iterato per ciascuna misura di dispersione, si attua il *folding* per i candidati migliori selezionati tra tutti. Nel processo di *folding* si ripiega la serie temporale, a modulo il periodo di ciascun candidato. Questo, in alcuni casi fortunati, potrà portare all'identificazione di un impulso, e quindi di una pulsar (vedi fig. 3.5).

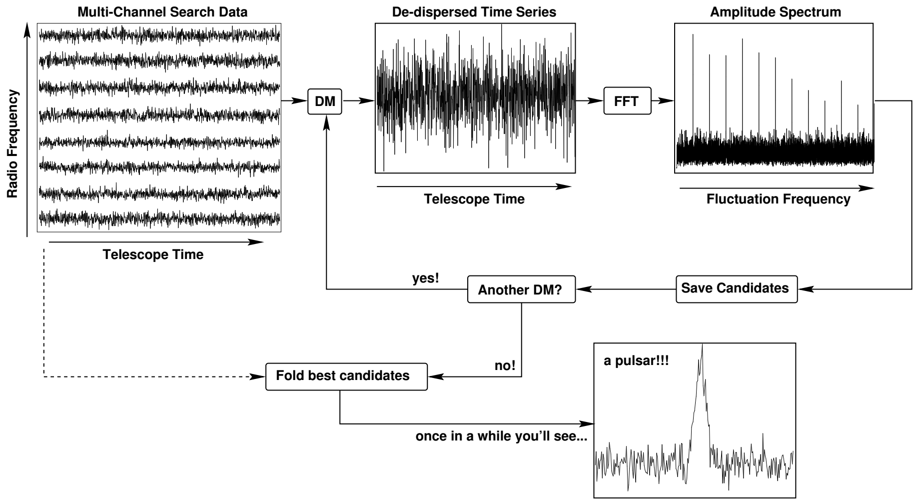

Figura 3.5: Il processo di ricerca di una pulsar

In realtà l'osservazione risulta complicata dalla presenza di interferenze che in molti casi assomigliano a ciò che si osserverebbe in presenza di una pulsar vera e propria.

3.4.1 Dove cercare

La ricerca di una pulsar può essere effettuata in vari modi e con target diversi. Studiare tutto il cielo sarebbe l'ideale, ma richiede un tempo di osservazione lunghissimo. Si può puntare allora il telescopio verso il disco galattico, per individuare le pulsar nella regione in cui più comunemente esse si formano. Oppure si può guardare in direzione dell'alone per trovare invece le pulsar più vecchie. Ricerche mirate possono interessare i resti di supernova, per individuare pulsar appena nate che sono ancora ad esempio, come la Crab, fonte di energia per le relative nebulose. Negli ammassi globulari si possono invece osservare esemplari della popolazione più evoluta, oltre al fatto che, in genere, in essi la popolazione è molto fitta e cioè tale da consentire la creazione di sistemi particolari come l'atteso sistema binario stella di neutroni-buco nero o sistemi planetari extrasolari (con una pulsar, cioè, al posto del nostro Sole). Infine, la ricerca può essere mirata a sorgenti puntiformi come quelle polarizzate o con spettri ripidi (entrambe caratteristiche delle pulsar) o partendo da sorgenti scoperte in altre bande.

3.5 Il timing

Lo strumento forse più utile nello studio delle pulsar, nonché nel consentirci di sfruttarle, è il *timing*. Anche le misure di timing sono affette dai problemi di cui si è parlato e sono rese difficoltose dalla presenza di numerose e sempre crescenti interferenze.

3.5.1 Determinazione del profilo integrato

Abitualmente, si cominciano a fare misure di timing appena dopo la scoperta di una pulsar. Ad ogni osservazione si associa una coordinata spaziale GPS (quella del ricevitore o dello strumento di detezione), nonché una coordinata temporale desunta da un maser dell'idrogeno o da un orologio al cesio localizzato presso l'osservatorio.

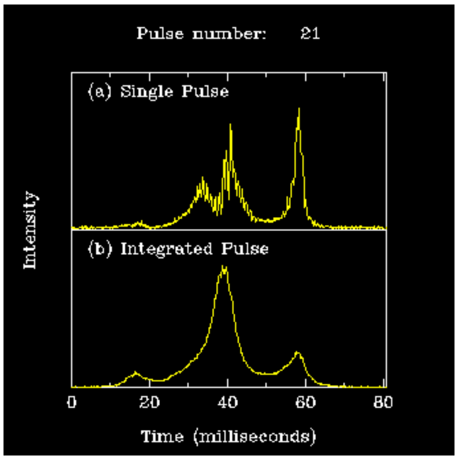

Figura 3.6: Impulso singolo e impulso integrato di una pulsar

L'impulso singolo, spesso sommerso da molto rumore, dà un'istantanea della situazione della magnetosfera al momento dell'emissione. Per questa ragione gli impulsi singoli sono diversi tutti l'uno dall'altro e si deve considerare invece l'impulso integrato, che si ottiene dalla somma di un numero consistente di impulsi singoli. Esso infatti presenta una forma molto stabile ed inoltre ha un rapporto segnale/rumore molto più elevato. Una volta ottenuta una stima del periodo tramite una preliminare analisi di Fourier, per ricavare il profilo integrato si deve dividere l'intera serie temporale in *sottointegrazioni* che includano, ciascuna, un numero significativo di periodi. In ogni sottointegrazione il segnale è sommato in fase a periodo costante (è la procedura di *folding*); anche le sottointegrazioni vengono poi sommate in modo da massimizzare ulteriormente il segnale/rumore ed ottenere, appunto, il profilo integrato. Si capisce che il pieno successo della somma si ha solo se la stima iniziale del periodo era corretta, altrimenti il segnale ha un ritardo che si somma su ciascun canale e su ciascuna sottointegrazione e che porta ad un allargamento del profilo che ne preclude l'osservabilità (vedi figura 3.7).

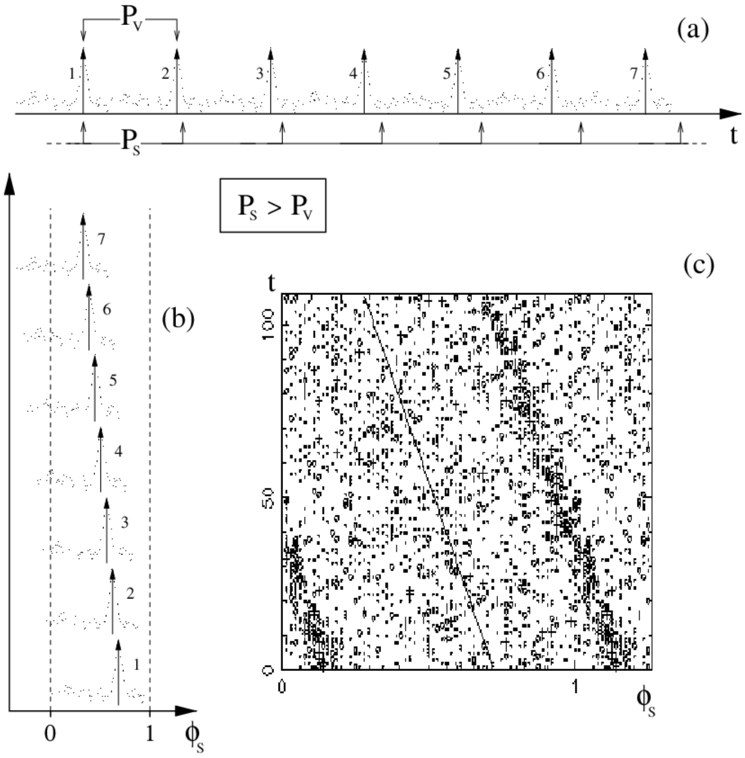

Figura 3.7: (a) Esempio di un treno di impulsi (schematizzati con frecce numerate sovrapposte al profilo della pulsar). P_V e P_S rappresentano, rispettivamente, il periodo vero e il periodo stimato. Il grafico (b) mostra come, se il periodo P_S è sovrastimato ($P_S > P_V$), gli impulsi arrivano in anticipo rispetto alla fase corretta (φ_S è la fase corrispondente a P_S). Il riquadro (c) mostra un caso reale di deriva degli impulsi (ogni riga rappresenta una sottointegrazione; i punti più scuri corrispondono alle zone in cui il segnale è più intenso).

Un profilo integrato particolarmente stabile e con un elevato rapporto segnale/rumore può essere promosso a *profilo standard*.

3.5.2 Determinazione dei tempi d'arrivo

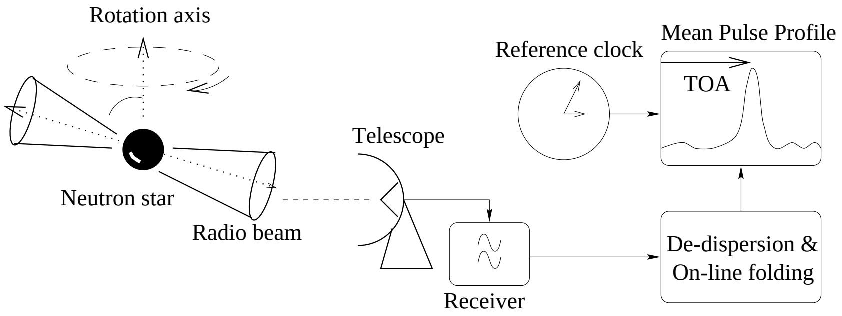

Figura 3.8: Schema di timing di una pulsar. Determinazione dei tempi d'arrivo

Tramite una convoluzione tra il profilo standard e quello integrato desunto da una data osservazione si calcola il tempo d'arrivo del segnale pulsato al telescopio (tempo d'arrivo *topocentrico*) per quella osservazione. Una prima correzione che è necessario effettuare è quella di riportare i tempi d'arrivo al telescopio ai corrispondenti tempi d'arrivo al baricentro del sistema solare e a frequenza infinita. Ciò si effettua in due passaggi. Dapprima si trasformano i tempi d'arrivo topocentrici in tempi d'arrivo *geocentrici* (ossia al centro della Terra). Dopodiché, se chiamiamo T il tempo d'arrivo *baricentrico* e t quello geocentrico, la differenza tra i due è riassunta nella formula (Taylor & Weisberg, 1989):

$$T - t = \Delta R_{\odot} + \Delta E_{\odot} + \Delta S_{\odot} - \Delta t_{DM} \tag{3.10}$$

I termini dell'espressione rappresentano, rispettivamente, le correzioni di Rœmer, Einstein e Shapiro ai tempi d'arrivo ed, infine, la correzione dovuta all'influenza della misura di dispersione. Più precisamente, il primo termine è composto a sua volta da due termini: uno che tiene conto del tempo di viaggio della luce dalla Terra al baricentro del sistema solare e l'altro che introduce un ritardo dovuto alla sfericità dei fronti d'onda, anche se per quasi tutte le pulsar, tranne le più vicine, è valida l'approssimazione di onda piana. I termini di Einstein e di Shapiro rappresentano correzioni dovute a effetti di relatività generale all'interno del sistema solare. Infine il termine di dispersione riporta il tempo d'arrivo a quello che si osserverebbe a frequenza infinita, perché ciascuna diversa frequenza di osservazione si porterebbe dietro, altrimenti, il suo ritardo temporale.

3.5.3 Il modello e i residui

I tempi d'arrivo baricentrici degli impulsi dipendono dai parametri di rotazione, posizione e moto proprio della pulsar, nonché dalla misura di dispersione. Introducendo una prima stima di questi parametri in un modello, detto *modello di timing*, è possibile effettuare delle previsioni sui tempi d'arrivo baricentrici a frequenza infinita (d'ora in poi semplicemente *TOA*). Una volta effettuate le osservazioni si possono confrontare i *TOA* ottenuti col modello con quelli ricavati dalle osservazioni. Le differenze tra i tempi d'arrivo stimati e quelli osservati costituiscono i *residui temporali*. Se il modello è corretto, i residui dovrebbero disporsi randomaticamente intorno allo zero (fig. 3.9 *a*).

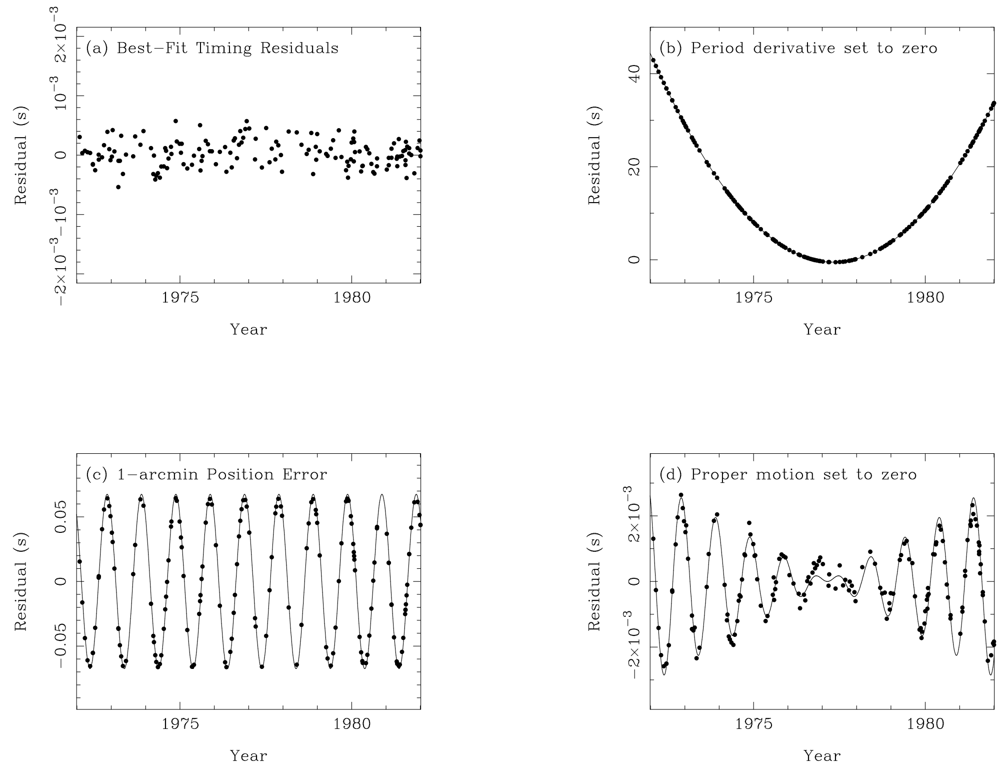

Figura 3.9: Esempi di residui temporali nei casi in cui: (a) il modello dia una stima corretta di tutti i parametri o (b), (c), (d) ci sia un errore su uno di essi, rispettivamente derivata del periodo, posizione o moto proprio.

Qualora ci fossero invece delle differenze sostanziali, ad esempio l'errore nella stima di un parametro, i residui presenterebbero un andamento sistematico (fig. 3.9 *b*, *c* e *d*). Fortunatamente, esso risulta diverso a seconda del parametro sul quale è commesso l'errore, ma inizialmente non si può isolare l'andamento di un singolo parametro, essendo potenzialmente tutti sbagliati (vedi figura 3.10). Altre volte capita che la scintillazione ostacoli il timing, riducendo drasticamente la mole dei dati a disposizione e soprattutto la continuità delle osservazioni.

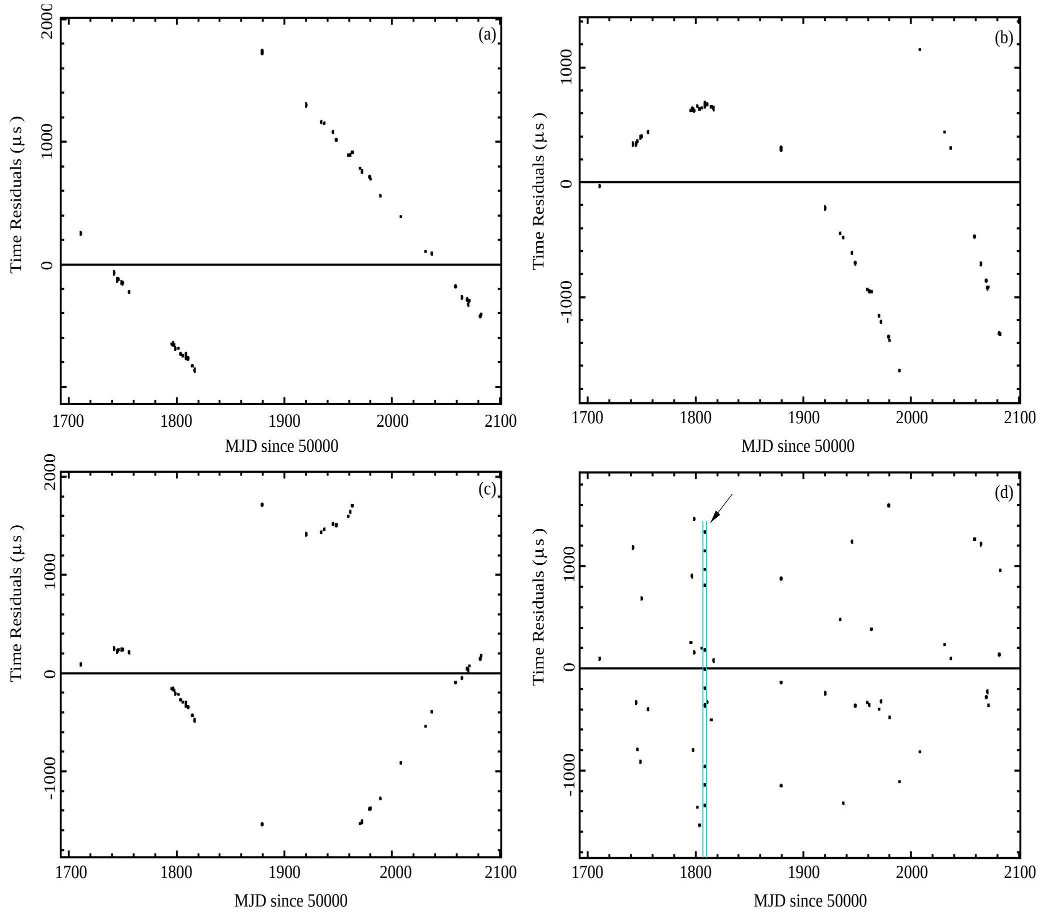

Figura 3.10: Una stima imprecisa di ν (a), di $\dot{\nu}$ (b) o della posizione (c) genera un'interruzione negli andamenti dei residui. Il riquadro (d) mostra un esempio di come possano disporsi in maniera apparentemente casuale i residui prima di cominciare il fit dei parametri (la freccia indica i residui di un insieme di profili contenuti in una singola osservazione avente alto rapporto segnale/rumore).

Con un processo iterativo di minimizzazione dei residui, il *timing* di una pulsar isolata, se effettuato per un tempo abbastanza lungo, ci permette di individuare i parametri di spin (ν, $\dot{\nu}$, $\ddot{\nu}$,...) e quelli astrometrici: posizione e moto proprio, parallasse e misura di dispersione. Nel caso di sistemi binari si possono ricavare i parametri orbitali: i cinque kepleriani (il periodo orbitale P_b, la longitudine del periastro ω, l'epoca di passaggio al periastro T_0, l'eccentricità

e e la proiezione del semiasse maggiore $x = a \sin i$ dove a è il semiasse maggiore e i l'angolo d'inclinazione del piano dell'orbita) e, se il sistema è relativistico, i cinque postkepleriani ($\dot{P}_b$ e $\dot{\omega}$, derivate dei due parametri kepleriani P_b e ω, r, s e γ che rappresentano correzioni relativistiche, di Shapiro le prime due e dovuta al *red-shift* gravitazionale l'ultima).

Capitolo 4

Il timing di PSR J1803-3002

In questo capitolo è descritto il lavoro di analisi dati compiuto durante il periodo di Tesi, mentre nel successivo capitolo saranno discusse alcune conseguenze fisiche dei risultati qui presentati.

4.1 I dati

Le osservazioni dalle quali sono stati estratti i dati utilizzati in questo lavoro di Tesi sono state effettuate col radiotelescopio di 64 m di diametro di Parkes (Australia). I puntamenti si estendono su un intervallo temporale di tre anni, i dati delle osservazioni sono registrati su unità di nastro DLT; per analizzarli è necessario scaricarli su un disco fisso tramite il programma **dd**. I dati grezzi sono usualmente denominati con l'estensione **.dd**.

Il programma **sc_td** converte i dati scaricati con estensione **.dd** in due file di dati. Il primo, con estensione **.hdr** è il più piccolo e contiene le informazioni generiche sui parametri dell'osservazione. Il secondo, con estensione **.dat**, contiene i dati veri e propri. Per automatizzare l'operazione di conversione è stato creato *ad hoc* un breve script che per ciascun file **.dd** facesse partire il programma **sc_td** una volta terminate le operazioni sul file precedente di una lista opportuna.

4.2 L'archiviazione

Una volta che i file si trovino in formato **.dat**, essi possono essere archiviati mediante il programma **tarchfb**. Questo programma effettua le operazioni di cui si è parlato nel precedente capitolo (§ 3.5), di dedispersione e folding, tramite i programmi **fch3n** che somma i canali in frequenza e **tcombine4** che ripiega la serie temporale, in base, rispettivamente, alla misura di dispersione e al periodo del segnale, di cui si conosce un valore approssimato al momento della scoperta. Il file d'archivio così prodotto contiene un certo numero di sottointegrazioni (vedi § 3.5) e quindi una serie di impulsi.

Tutti questi programmi sono stati importati dall'Australia su una macchina Linux dell'Osservatorio Astronomico di Cagliari, sulla quale il lavoro è stato eseguito. Naturalmente, è stato necessario testare i programmi per verificarne il corretto funzionamento. A tale scopo ho prodotto alcuni archivi, utilizzando osservazioni relative ad altre pulsar già note e dal segnale abbastanza forte, e li ho poi confrontati con i corrispondenti archivi prodotti in Australia dagli stessi programmi, lì perfettamente funzionanti. Sono state necessarie alcune modifiche agli script per adattare alla macchina i programmi, ma i test hanno dato esito positivo: gli archivi sono risultati, al confronto, perfettamente identici.

4.3 La suite di programmi PSRCHIVE

I dati presenti nei file d'archivio (individuati tipicamente dall'estensione **.ar**) sono quelli che utilizziamo per lo studio delle pulsar. Quello che si deve poter fare è manipolarli in modo da ottenere le informazioni che ci servono ed a questo scopo si utilizza una suite di programmi, detta **PSRCHIVE**.

Al suo interno ho utilizzato i seguenti programmi:

- **pam** è il programma che consente di modificare permanentemente il file di archivio. Può servire ad ottenenere, da un file di archivio che possiede un certo numero di canali in frequenza e di sottointegrazioni temporali, un file con un unico profilo in tempo e in frequenza (questa operazione si chiama di *scrunch* completo dell'archivio).

- **vap** permette di visualizzare le informazioni dettagliate relative alla pulsar e al suo file d'archivio, consentendo di selezionare volta per volta solo l'informazione desiderata.

- **pav** è il programma che funge da interfaccia grafica dell'archivio. Si può scegliere se visualizzare un impulso come una curva continua o con una scala di grigi (fig. 4.1). Oltre a queste, anche altre visualizzazioni sono possibili.

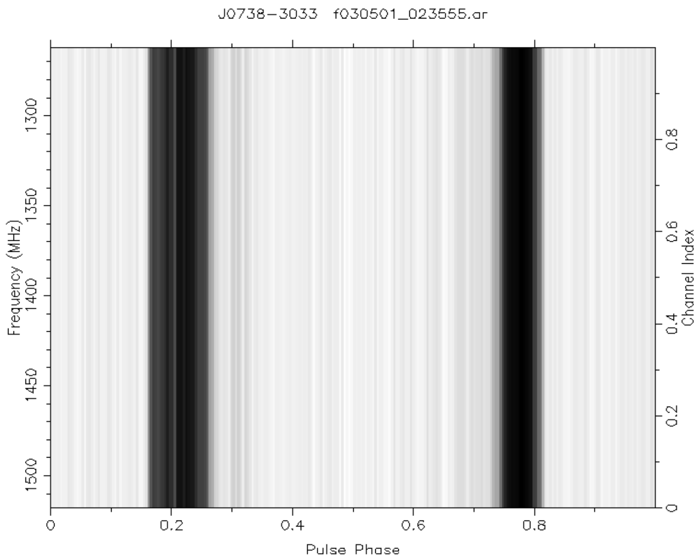

Figura 4.1: Schermata di *pav* in scala di grigi per un archivio relativo alla doppia pulsar J0737-3039.

- **pat** determina i tempi d'arrivo topocentrici degli impulsi dalla convoluzione dei singoli file di archivio ("scrunch-ati" in tempo e frequenza) con il profilo standard.

- **psradd** serve invece proprio per creare il profilo standard dalla somma di più profili integrati, in modo che sia massimo il segnale/rumore e massima sia la stabilità.

- con **pas** è possibile confrontare, tramite un'interfaccia grafica, il profilo standard con un profilo integrato, o con altri profili standard, se ad esempio si sta aggiornando il precedente.

- **paz** permette di eliminare, anche in questo caso permanentemente, se si vuole, o di non considerare (*zero weight*) un certo numero di canali in frequenza o sottointegrazioni che, per la particolare sporcizia dei dati, potrebbero inficiare le osservazioni o peggiorare la qualità del profilo standard.

Esistono, infine, alcuni altri programmi di competenza della suite, come le interfacce grafiche **psrgui** e **rhythm** o i programmi **pac**, **pcm** e **fluxcal** che forniscono una calibrazione in polarizzazione o in flusso, che però non sono stati utilizzati nell'ambito di questo lavoro di Tesi.

4.4 L'esecuzione del *timing*

Come accennato nel paragrafo precedente, grazie a **pam** è possibile modificare tutti i file di archivio in modo che ciascuno contenga una serie completamente ripiegata in tempo e in frequenza. Questi file, che per comodità mnemonica possono essere rinominati con estensione **.FT**, sono poi inviati al programma **pat** che da essi trae il tempo di arrivo degli impulsi al telescopio ($TOA_{topocentrici}$), uno per ciascun archivio. Il file restituito da **pat** ha estensione **.tim**. Occorre poi creare un file di estensione **.par**, con la stessa radice, che contiene i parametri iniziali approssimati della pulsar studiata.

Una volta che, per la pulsar in esame, si possiedono i due file **.par** e **.tim**, si lancia il programma **psrclock**, interfaccia grafica del programma **tempo**, tramite il quale si studiano i residui temporali e li si modifica in modo da ottenere il miglior fit possibile.

In particolare, con **psrclock**, vedi figure 4.2 e 4.3, è possibile lavorare con i residui, graficati in funzione dell'epoca di osservazione rispetto ad un'epoca di riferimento, o in funzione, ad esempio, della fase orbitale (qualora si abbia una pulsar in un sistema binario), avendo un'indicazione, anche grafica, dell'andamento dei residui. In questo modo è più facile rendersi conto di eventuali andamenti sistematici che si dovessero presentare. Attraverso un sistema di pulsanti, i residui vengono "fittati" nei vari parametri, come già detto al § 3.5, in numero o misura diversa a seconda della durata complessiva delle osservazioni a disposizione. Se la pulsar si trova in un sistema binario, il fit si estende ai parametri orbitali.

Psrclock permette anche di eliminare alcuni *TOA* che si discostino eccessivamente dalla media degli altri, ad esempio poiché l'osservazione relativa non ha raggiunto un rapporto segnale/rumore adeguato; anche il rapporto segnale/rumore è, infatti, visibile su **psrclock** in una finestra a parte, se si seleziona un singolo punto osservativo.

Una volta che, con **psrclock**, si sia ottenuto il miglior fit possibile, si utilizza direttamente il programma **tempo** per ricavare una stima statisticamente più corretta degli errori sui vari parametri.

Per fare ciò, quello che si fa è correggere le barre d'errore sulle singole misure moltiplicandole tutte per un medesimo fattore fino a che il chi quadro ridotto ($\tilde{\chi}^2$)

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{N}[\frac{\phi_{oss}(t_i) - n_i}{\sigma_i/P}]^2 \tag{4.1}$$

sia uguale a uno. Nella formula precedente N è il numero totale di TOA, $\phi_{oss}(t_i)$ è la fase di arrivo di un impulso osservato al tempo t_i, n_i è il numero corrispondente all'impulso predetto più vicino al TOA dell'impulso osservato, σ_i è lo scarto quadratico medio del rumore e P è il periodo di ripetizione degli impulsi.

A questo punto, se tutto è stato fatto correttamente, il programma restituisce un file **nomepulsar.par**, che contiene la nostra migliore soluzione per i parametri della pulsar sui quali è stato possibile eseguire il fit. Col nuovo file di parametri è possibile modificare ulteriormente la soluzione ottenuta; infatti, come già detto al § 4.2, i primi archivi che vengono prodotti utilizzano un file di effemeridi che contiene i parametri della pulsar nella loro iniziale approssimazione. Gli archivi possono essere modificati direttamente con il programma **pam**, utilizzando l'opzione **-E** che consente di adattare ai file di archivio che già si possiedono i nuovi file di effemeridi. Oppure, più rigorosamente, si riparte dall'archiviazione vera e propria, utilizzando il nuovo file di effemeridi. Infine si possono ripetere tutte le altre operazioni, iterando il procedimento, fino ad ottenere soluzioni sempre più raffinate.

Anche il profilo standard che si utilizza per lanciare **pat** la prima volta e creare i tempi d'arrivo è relativo alla scoperta; anch'esso, quindi, può utilmente essere aggiornato, utilizzando più volte il programma **psradd** (§ 4.3).

4.5 Il caso di PSR J1803-3002

Nel mio lavoro ho preso in esame la pulsar J1803-3002, *millisecond pulsar* isolata dell'ammasso globulare NGC 6522. Come già si è detto al § 2.1, non è raro che una situazione di questo genere si presenti in un ammasso, dato che il sistema binario può venire distrutto da un'interazione dinamica a tre corpi del tipo descritto al par. § 2.1.

I dati relativi a questo oggetto sono stati raccolti per tre anni col radiotelescopio di Parkes, per un totale di 90 archivi utilizzabili. Una volta creati questi ultimi, li ho esaminati per ottenere una buona soluzione di timing. Per ogni archivio è stato ricavato un solo tempo d'arrivo.

Come si può osservare dalle figure, il primo passo è stato lo studio dei

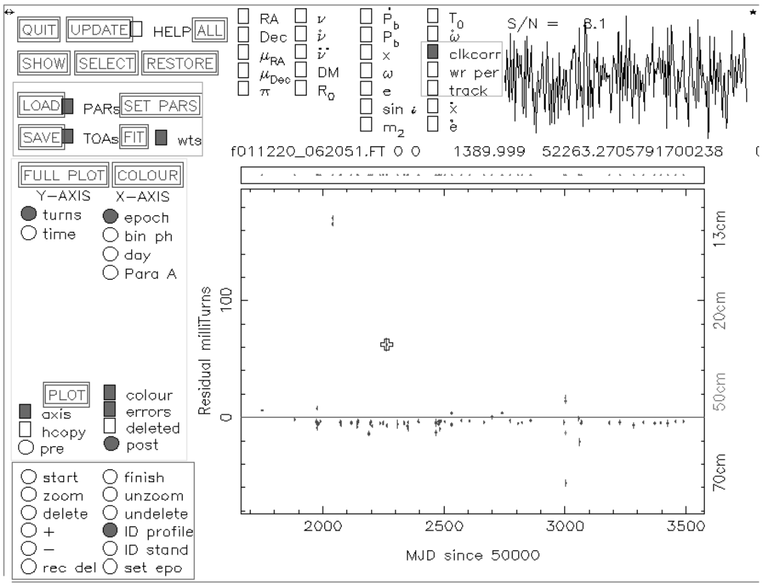

Figura 4.2: Schermata di PSRCLOCK con l'iniziale disposizione dei residui. Si nota che alcuni punti scartano parecchio dai precedenti e, nella finestra in alto a destra, si nota lo scarso rapporto segnale/rumore dell'osservazione selezionata (una croce la evidenzia).

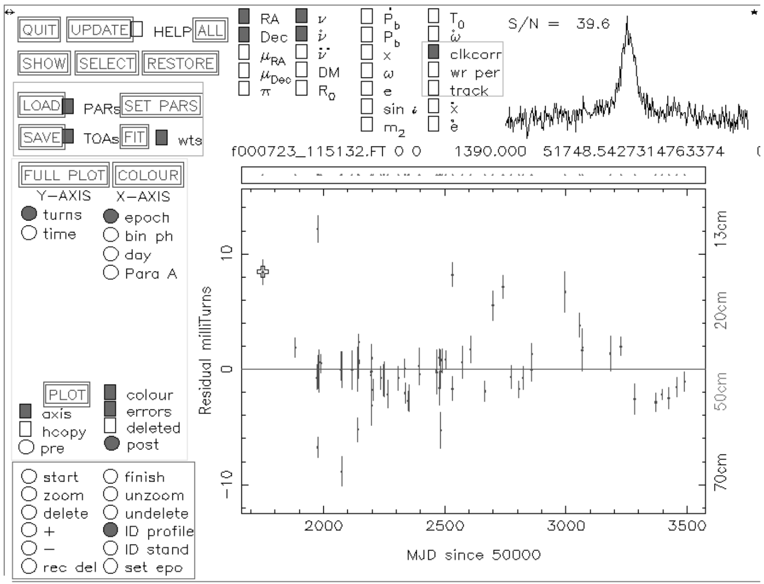

Figura 4.3: Schermata di PSRCLOCK con la distribuzione dei residui dopo l'applicazione del miglior modello di timing ottenuto.

residui per via grafica, con **psrclock**. È stato possibile effettuare il fit solo per la posizione (ascensione retta e declinazione) e i due parametri di spin, P e $\dot{P}$. Infatti, il tentativo di effettuare un fit su moto proprio, parallasse e misura di dispersione ha provocato la comparsa di errori, superiori alla misura stessa, in ciascuna delle grandezze.

In seguito a questa prima analisi con **psrclock**, sono passata a quella più accurata con **tempo** (vedi § 4.4), la quale ha fornito un primo file di effemeridi.

Per ottenere un valore di DM con un errore più piccolo rispetto a quello ottenuto inizialmente, occorre produrre *TOA* su un intervallo di frequenze il più ampio possibile. Per questa ragione i file d'archivio sono stati trasformati, in un secondo tempo, in file **.T2**, ovvero, con **pam** (vedi § 4.3), sono stati creati dei file ripiegati completamente per quanto riguarda la serie temporale, ma stavolta con due canali in frequenza.

Così risultano due tempi d'arrivo per ogni archivio e la possibilità di fittare anche il DM. La correzione che così viene apportata si è mantenuta dentro l'errore alla determinazione iniziale.

Anche questa informazione è stata comunque raffinata con **tempo** e poi inserita nel file dei parametri, senza che venissero modificati quelli già ricavati. Con i profili integrati, inoltre, mediante il programma **psradd**, è stato aggiornato il profilo standard.

Una volta terminato questo ciclo di operazioni, ne è stato effettuato un secondo. Questo perché si può rilanciare l'archiviatore avendo a disposizione un nuovo profilo standard e un nuovo file di effemeridi (il file **1803-3002.par** che viene usato durante le procedure di archiviazione, con l'estensione **.eph**). In questo modo è possibile ridurre ulteriormente gli errori e raffinare sempre più le misure. Naturalmente il numero di iterazioni di questo processo è a discrezione dell'osservatore, anche se gli errori dopo un certo numero di cicli non vanno comunque a zero, ma asintotizzano verso un valore limite.

I risultati definitivi ottenuti sono mostrati nella tabella (4.1) e in figura (4.4) è riportato il profilo standard come ottenuto alla fine del secondo ciclo di operazioni.

La soluzione finale, avente un *rms* di 17.787 μs è riassunta nella seguente tabella:

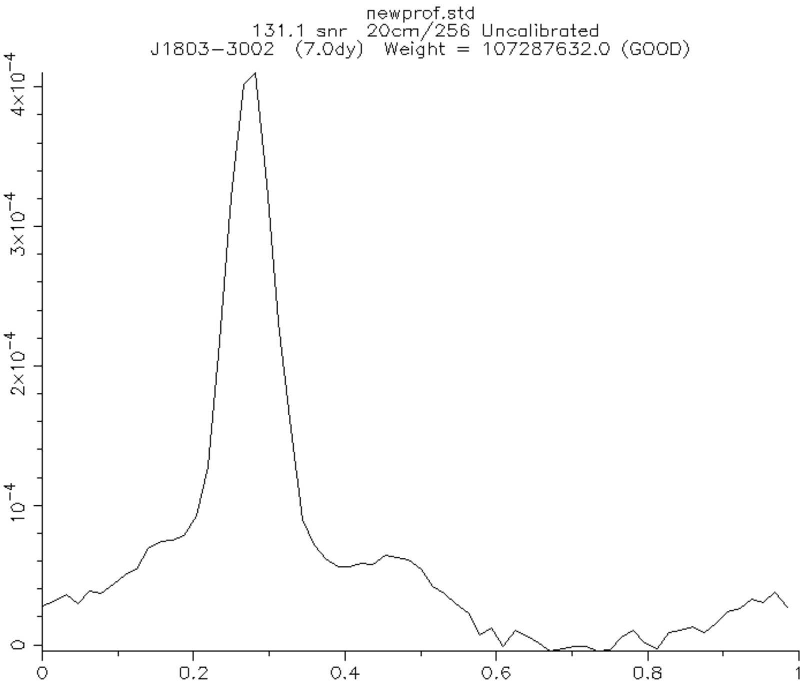

Figura 4.4: Profilo standard della pulsar J1803-3002

PSR J1803-3002	
Ascensione Retta, α (J2000)	$18^h\ 03^m\ 35^s.12674(7)$
Declinazione, δ (J2000)	$-30^\circ\ 01'\ 59''.85(1)$
Periodo, P (ms)	7.1013923704405(5)
Derivata del periodo, $\dot{P}$ (10^{-20} s/s)	5.3292(4)
Epoca di riferimento (MJD)	52200.000
Misura di dispersione, DM (cm^{-3} pc)	192.714(2)
Duty cycle (50%)	8.6%
Duty cycle (10%)	43%
Numero dei TOA determinati	90
Frequenza centrale della banda di osservazione (MHz)	1390.0
Ascensione retta ammasso, α_{GC} (J2000)	$18^h\ 03^m\ 34^s.1$
Declinazione, δ (J2000)	$-30^\circ\ 02'\ 02''$
Offset, $R_\perp$ (arcsec)	11.42
Flusso a 1400 MHz, S_{1400} (mJy)	0.24(5)

Tabella 4.1: Principali parametri fisici della PSR J1803-3002 (il numero tra parentesi indica l'errore, a 1 σ, sull'ultima cifra decimale).

4.6 Misura del flusso

Oltre ai parametri che si possono ottenere dal timing vero e proprio della pulsar e a quelli che da essi possono essere ricavati (vedi Cap. 5), esiste un'altra importante caratteristica della pulsar che è il suo flusso.

L'analisi parte dalla formula (3.2) già vista al Cap. 3:

$$S = SNR\frac{T_{sky} + T_{rec}}{G\sqrt{N_p t_{int} \Delta\nu}}\sqrt{\frac{W_e}{P - W_e}} \tag{4.2}$$

Per il *beam* centrale del sistema *multibeam* del radiotelescopio di Parkes (quello utilizzato per le osservazioni trattate in questa Tesi) risulta un guadagno G di 0.67 K/Jy, una temperatura di sistema T_{rec} di 24 K e un numero di polarizzazioni $N_p = 2$. La larghezza di banda delle osservazioni condotte è $\Delta\nu = 256$ MHz, con frequenza centrale di 1390 MHz. L'allargamento osservato dell'impulso, $W_e = \sqrt{W + (\beta\delta t)^2 + \delta t_{DM}^2 + \delta t_{scatt}^2}$, che è stato misurato a circa l'8.6% del periodo, risulta uguale a 0.61 ms, con i contributi dovuti alla dispersione, $\delta t_{DM} = 3 \cdot 10^{-4}$ ms, e allo scattering, $\delta t_{scatt} = 0.02$ ms, che risultano trascurabili. La temperatura del cielo, può essere calcolata dal programma **tsky.f** per la frequenza di 408 MHz e riferita alla frequenza desiderata secondo la legge di potenza $T \propto \nu^{-2.7}$, e vale $T_{sky} = 5.7$ K. Gli unici parametri variabili da osservazione a osservazione sono dunque la durata delle osservazioni, t_{int}, e il rapporto segnale/rumore, SNR, ottenuto dall'osservazione stessa. La durata delle osservazioni può essere ricavata con **vap**, per ciascun archivio. Il rapporto segnale/rumore, invece, è calcolato dal programma **pdma**, dotato anche di un'interfaccia grafica che consente di visualizzare l'impulso, per decidere se è abbastanza pulito e se quindi il suo SNR sia accettabile per rientrare nella lista di osservazioni utili al calcolo del flusso.

Sebbene le pulsar siano, in genere, oggetti intrinsecamente stabili in flusso, gli effetti del mezzo interstellare e dell'apparecchio di osservazione determinano fluttuazioni nella misura del flusso tra un'osservazione e l'altra. Quindi, una volta in possesso di tutti i valori di SNR e di t_{int} per tutte le osservazioni, si calcola la loro media e si inserisce il valore risultante nell'equazione (3.2). Si ottiene così :

$$S \cong (0.24 \pm 0.05) \text{ mJy} \tag{4.3}$$

Il valore di flusso così calcolato per la frequenza di $\sim$ 1.4 GHz, si attesta intorno alla media dei valori che si ottengono solitamente per pulsar al millisecondo appartenenti ad ammassi globulari.

La densità di flusso S è un parametro dipendente dalla distanza e quindi non intrinseco della pulsar. D'altra parte, a causa dell'anisotropia dell'emissione, non è possibile ricavare con sicurezza la luminosità radio di una pulsar, per cui si introduce la cosiddetta *pseudoluminosità* $L = Sd^2$. La legge utilizzata per riprodurre i valori di pseudoluinosità osservati nel campione noto di pulsar al millisecondo è

$$d \log N = -d \log L \tag{4.4}$$

cioè la distribuzione è una legge di potenza con pendenza -1.

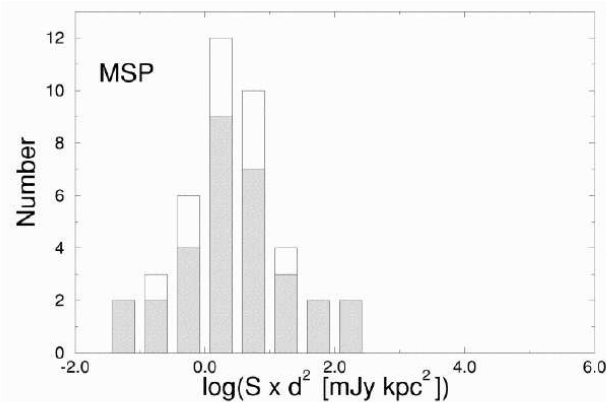

Figura 4.5: Distribuzione della pseudoluminosità a 1400 MHz per le pulsar al millisecondo (MSP).

Il limite minimo di pseudoluminosità per una pulsar al millisecondo a 1400 MHz è $L_{min,1400} = 0.03$ mJy kpc^2. La pseudoluminosità intrinseca a 1400 MHz di PSR J1803-3002 vale 14.6 mJy kpc^2. Come si osserva anche in figura (4.5), ciò pone questo oggetto nella coda più brillante della distribuzione di luminosità delle pulsar al millisecondo, che ha valor medio $< L_{msp} >= 3^{+2}_{-1}$ mJy kpc^2.

Capitolo 5

Considerazioni fisiche

Una volta noto il $\dot{P}$ di una pulsar è possibile calcolare altri parametri a partire da esso: stime dell'età caratteristica, del campo magnetico e della perdita di energia rotazionale della pulsar sono possibili usando le seguenti formule (vedi § 1.3):

$$\tau \simeq \frac{1}{2}\frac{P}{\dot{P}} \simeq 9.1 \cdot 10^{9}\mathrm{yr} \tag{5.1}$$

$$B \simeq 3.2 \cdot 10^{19} (P\dot{P})^{1/2} \simeq 3.0 \cdot 10^{8}\mathrm{G} \tag{5.2}$$

$$\dot{E} = I\Omega\dot{\Omega} = \frac{-(2\pi)^2 I P}{\dot{P}} = -4.1 \cdot 10^{35}\ \mathrm{erg/s} \tag{5.3}$$

In una pulsar al millisecondo la variazione secolare del periodo è in genere molto piccola, e contributi non dovuti al rallentamento intrinseco della pulsar possono diventare importanti e influenzare la sua misura. In particolare, per una pulsar appartenente ad un ammasso globulare, si possono identificare i seguenti contributi:

$$\dot{P}_{obs} = \dot{P}_{intr} + \dot{P}_{pm} + \dot{P}_{gal} + \dot{P}_{GC} \tag{5.4}$$

cioè al $\dot{P}_{obs}$ che noi osserviamo non solo contribuisce quello intrinseco, $\dot{P}_{intr}$, bensì contribuiscono anche un termine dovuto al moto proprio dell'ammasso ($\dot{P}_{pm}$), uno dovuto all'accelerazione subita a causa del moto dell'ammasso all'interno della buca di potenziale della Galassia ($\dot{P}_{gal}$), e infine quello dipendente dall'influenza, sulla pulsar, della buca di potenziale dell'ammasso, $\dot{P}_{GC}$ (Phinney, 1992).

5.1 I contributi galattico e di moto proprio

Al fine di misurare $\dot{P}_{gal} + \dot{P}_{pm}$ si possono identificare tre contributi (Damour & Taylor, 1991): la rotazione differenziale della Galassia, l'accelerazione verticale nel potenziale galattico e la velocità in direzione trasversa della pulsar. I tre contributi portano alla seguente correzione al $\dot{P}_{intr}$:

$$\dot{P}_{pm} + \dot{P}_{gal} = P[\frac{-v_0^2}{cR_0}(\cos l + \frac{(d/R_0) - \cos l}{\sin^2 l + [(d/R_0) - \cos l]^2})\cos b + \frac{v_t^2}{cd} + \frac{a_z}{c}\sin b] \tag{5.5}$$

con l e b coordinate galattiche, rispettivamente longitudine e latitudine galattica, e

$$\frac{a_z}{c} = 1.08 \cdot 10^{-19}\mathrm{s}^{-1}[\frac{1.25z}{(z^2 + 0.0324)^{1/2}} + 0.58z] \tag{5.6}$$

dove $z = d \sin b$ è l'altezza sul piano galattico espressa in kpc e a_z è derivato dal modello del potenziale galattico di Kuijken e Gilmore (1989).

Nel primo addendo, $R_0 = 8.0$ kpc è la distanza del Sole dal centro della Galassia e $v_0 = 220$ km s^{-1} è la sua velocità di rotazione (Reid 1993).

Il secondo addendo è il termine di Shklovskii (1970), ossia l'accelerazione apparente di una pulsar che si trovi a distanza d e abbia velocità trasversa v_t.

Infine, l'ultimo termine tiene conto dell'accelerazione verticale che la pulsar subisce per via del potenziale galattico.

Nel caso della pulsar J1803-3002, essendo: $P \sim 7.1 \cdot 10^{-3}$ s, $l \sim 1.03°$, $b \sim -3.93°$, $d \sim 7.8$ kpc, risulta

$$\dot{P}_{pm} + \dot{P}_{gal} = 3.81 \cdot 10^{-18}\mathrm{s/s} \tag{5.7}$$

Quindi

$$\dot{P}_{obs,corr} = \dot{P}_{intr} + \dot{P}_{GC} = \dot{P}_{obs} - \dot{P}_{pm} - \dot{P}_{gal} = -3.76 \cdot 10^{-18}\ \mathrm{s/s} \tag{5.8}$$

5.2 La buca di potenziale dell'ammasso

Una pulsar interna ad un ammasso globulare subisce l'effetto gravitazionale della buca di potenziale dell'ammasso e viene da essa accelerata. Sussiste la seguente relazione, ove $\dot{P}_{obs,corr}$ è la derivata del periodo di rotazione corretto per il contributo galattico e il moto proprio (vedi paragrafo precedente):

$$\frac{\dot{P}_{obs,corr}}{P_{obs,corr}} = \frac{\dot{P}_{intr}}{P_{intr}} + \frac{a_l}{c} \tag{5.9}$$

a_l è la componente dell'accelerazione lungo la linea di vista rispetto al baricentro del sistema solare, dovuta alla buca di potenziale.

Riscrivendo la formula

$$\frac{a_l}{c} = \frac{\dot{P}_{obs,corr}}{P_{obs,corr}} - \frac{\dot{P}_{intr}}{P_{intr}} \tag{5.10}$$

siccome $\dot{P}_{intr}$ è sempre positivo e, nel nostro caso, $\dot{P}_{obs,corr} < 0$, sicuramente

$$|\frac{\dot{P}_{GC}}{P_{GC}}| = |\frac{a_l}{c}| > |\frac{\dot{P}_{obs,corr}}{P_{obs,corr}}| \tag{5.11}$$

e quindi otteniamo un limite inferiore all'entità dell'accelerazione dovuta alla buca di potenziale dell'ammasso globulare.

Siccome l'accelerazione a_l è negativa, ciò significa che la pulsar si trova, rispetto a noi, dietro il piano diametrale passante per il centro dell'ammasso. Il fenomeno non è raro: già era stato riscontrato per pulsar appartenenti ad un altro ammasso globulare, NGC 6752.

Assumendo la condizione di equilibrio isotermo, si può costruire un modello della distribuzione di massa interna all'ammasso:

$$M(r) = 8\pi\rho(0)k^2 r \tag{5.12}$$

in cui $\rho(0)$ è la densità centrale dell'ammasso, k è la lunghezza di Jeans nel centro dell'ammasso che, per il modello di King (1962) si assume uguale a un terzo del raggio di *core* (il raggio al quale la luminosità si dimezza rispetto a quella centrale) e r è la distanza dal centro dell'ammasso. Da questa formula, e dall'espressione dell'accelerazione a_l, si può ricavare una misura della densità centrale:

$$\rho(0) = | \frac{a_l R_\perp}{4\pi k^2 G \sin 2\vartheta} | \tag{5.13}$$

in cui $R_\perp = r\cos\vartheta$ è la distanza proiettata della pulsar dal centro dell'ammasso. La formula è minima per $\sin 2\vartheta = 1$; si può quindi stimare una densità minima per il centro dall'ammasso:

$$\rho(0) > |\frac{a_l R_\perp}{4\pi k^2 G}| = |\frac{9cR_\perp \dot{P}_{GC}}{4\pi G r_c^2 P_{GC}}| \tag{5.14}$$

in cui si è assunta un'accelerazione minima lungo la linea di vista, ipotizzando $\dot{P}_{intr} = 0$ come prima approssimazione e dal momento che, per il modello di King vale $k = \frac{r_c}{3}$. Questa densità centrale calcolata in base ai parametri della pulsar, può essere confrontata con quella osservata in ottico. Come si osserva in tabella (2.1), quella osservata in banda ottica è espressa in pc^{-3} L$_\odot$, mentre questa calcolata è espressa in termini di pc^{-3} M$_\odot$. Occorre quindi effettuare innanzitutto una correzione, che possiamo fare assumendo la relazione M/L per l'ammasso determinata in banda ottica (Phinney, 1993) e da qui risulta:

$$Log[\rho(0)_{obs}] = 5.65 \text{ pc}^{-3}\text{M}_\odot \tag{5.15}$$

mentre

$$Log[\rho(0)] > 6.10 \text{ pc}^{-3}\text{M}_\odot \tag{5.16}$$

Da questi calcoli emerge che la densità di materia osservata in ottico sarebbe in realtà sottostimata. La conclusione non è senza precedenti: una simile situazione si è già riscontrata in NGC 6752 e testimonia la presenza di materia poco luminosa nelle regioni dell'ammasso più vicine al suo centro rispetto alla pulsar J1803-3002.

5.3 Sviluppi futuri

Già si è avuto modo di evidenziare la profonda relazione che lega le pulsar al millisecondo agli ammassi globulari.

La pulsar J1803-3002 è la prima pulsar trovata nell'ammasso globulare NGC 6522. La sua scoperta si rivela fondamentale come punto di partenza per le scoperte future all'interno dello stesso ammasso. Infatti, una pulsar di cui si conosca la misura di dispersione fornisce una misura approssimata per la misura di dispersione anche delle altre pulsar all'interno dell'ammasso. Questo consente di operare una ricerca più mirata, cosa che invece non è possibile quando ad esempio si studi il campo galattico: in quel caso, infatti, si deve selezionare un intervallo di misure di dispersione molto ampio.

Una volta nota questa pulsar, dunque, il campo è aperto alla scoperta, altamente probabile, di nuove pulsar.

Nel rapporto di reciprocità, la scoperta di più pulsar all'interno dello stesso ammasso si rivela poi utile per lo studio più dettagliato dell'ammasso stesso.

Come si è detto, infatti, alcuni parametri dell'ammasso, come ad esempio la sua densità centrale, possono essere ricavati in relazione ai parametri della pulsar. Quindi, come già è stato possibile fare per alcuni ammassi particolarmente ricchi di pulsar, come 47-*Tucanae* e NGC 6752, con la eventuale scoperta di nuove pulsar si potrebbe arrivare a misurare, anche per NGC 6522 la profondità della buca di potenziale dell'ammasso. Questi sviluppi potrebbero essere oggetto della mia prossima Tesi di specializzazione.

Bibliografia

[1] Alpar, M. A., Cheng, A. F., Ruderman, , M. A., and Shaham, J., "A new class of radio pulsars", *Nature*, 300, 728-730, (1982).

[2] Anderson, S. B., "A study of recycled pulsars in globular clusters", *PhD Thesis, California Institute of Technology*, (1992).

[3] Baade W., Zwicky F. "Cosmic Rays from Super-novae", *Phis. Rev.* **45**,138 (1934).

[4] Barbuy, B., Ortolani, S., & Bica, E., "NGC 6522: an intermediate metallicity globular cluster projected on the Baade Window", *A&A*, **285**, 871B (1994).

[5] Bhattacharya, D., and van den Heuvel, E. P. J., "Formation and evolution of binary and millisecond radio pulsars", *Phys. Rev.*, **203**, 1-124, (1991)

[6] Blaauw, A., "On the origin of the O- and B-type stars with high velocities (the 'run-away' stars), and related problems", *Bull. Astr. Inst. Netherlands*, 15, 265-290, (1961)

[7] Burgay, M., D'Amico, N., Possenti, A., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Joshi, B. C., McLaughlin, M. A., Kramer, M., Sarkissian, J. M., Camilo, F., Kalogera, V., Kim, C., Lorimer, D. R., "An increased estimate of the merger rate of double neutron stars from observations of a highly relativistic system", *Nature*, **462**, 531B (2003).

[8] Camilo, F., Lorimer, D. R., Freire, P., Lyne, A. G., & Manchester, R. N., "Observations of 20 Millisecond Pulsars in 47 Tucanae at 20 Centimeters", *ApJ*, **535**, 975 (2000).

[9] Colpi, M., Possenti, A., and Gualandris, A., "The Case of PSR J1911-5958A in the Outskirts of NGC 6752: Signature of a Black Hole Binary in the Cluster Core?", *ApJ*, L85 (2002).

[10] Cordes, J. M.; Kramer, M.; Lazio, T. J. W.; Stappers, B. W.; Backer, D. C.; Johnston, S., "Pulsars as tools for fundamental physics & astrophysics", *NewAR.*, **48**, 1413C, (2004).

[11] Cordes, J.; Lazio, T.; Chatterjee, S.; Arzoumanian, Z.; Chernoff, D., "A new pulsar distance model and some implications for pulsar velocities, populations and searches", *cosp.meetE2305C*, (2002).

[12] D'Amico, N., Possenti, A., Fici, L., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., and Sarkissian, J., "Timing of Millisecond Pulsars in NGC 6752: Evidence for a High Mass-to-Light Ratio in the Cluster Core", *ApJ*, L89 (2002).

[13] Damour, T., & Taylor, J. H., " On the orbital period change of the binary pulsar PSR 1913 + 16", *ApJ*, **366**, 501 (1991).

[14] Dewey, R. J., Stokes, G. H., Segelstein, D. J., Taylor, J. H., and Weisberg, J. M., :"The period distribution of pulsars", in Reynolds, S. P., and Stinebring, D. R., *Millisecond Pulsars*, 234-240. NRAO: Green Bank, (1984).

[15] Djorgovski, S., Piotto, G., Phinney, E. S., and Chernoff, D. F., "Modification of stellar populations in post-core-collapse globular clusters", *ApJ*, 372L, 41D (1991).

[16] Ferraro, F. R., Possenti, A. Sabbi, E., Lagani, P., Rood, R. T., D'Amico, N., Origlia, L., "The Puzzling Dynamical Status of the Core of the Globular Cluster NGC 6752", *ApJ*, **595**, 179-186 (2003).

[17] Freire, P. C., Kramer, M., Lyne, A. G., Camilo, F., Manchester, R. N., and D'Amico, N., "Detection of Ionized Gas in the Globular Cluster 47 Tucanae", *ApJ*, **557**, L105 (2001).

[18] Hewish A. Bell J. S., Pilkington J. D. H., Scott P.F, and Collins R. A., "Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source", *Nature*, **217**, 709 (1968).

[19] Gold, T., "Rotating Neutron Stars as the Origin of the Pulsating Radio Sources", *Nature*, **218**, 731 (1968).

[20] Hartman, J. W., Bhattacharya, D., Wijers, R., & Verbunt, F., "A study of the evolution of radio pulsars through improved population synthesis", *A. & A.*, **322**, 477-488, (1997).

[21] Hulse, R. A., & Taylor, J. H., "Discovery of a pulsar in a binary sistem", *Astrophys. J.*, **195**, L51-L53, (1975).

[22] King, I., " The structure of star clusters. I. an empirical density law", *AJ*, **67**, 471 (1962).

[23] Kramer, M., "Determination of the geometry of the PSR B1913+16 system by geodetic precession", *ApJ*, **509**, 856-860, (1998).

[24] Kuijken, K., & Gilmore, G., "The mass distribution in the galactic disc" , *MNRAS*, **239**, 571 (1989).

[25] Lorimer, D. R., "Binary and millisecond pulsars at the new millennium", *LRR*, 4-5L (2001).

[26] Lorimer, D. R., Nicastro, L., Lyne, A. G., Bailes, M., Manchester, R. N., Johnston, S., Bell, J. F., D'Amico, N., and Harrison., P. A., "Four new millisecond pulsars in the galactic disk", *Astrophys. J.*, **439**, 933-938, (1995).

[27] Lyne, A. G. & Manchester, R. N., "The shape of radio pulsar beams", *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **234**, 477-508, (1988).

[28] Lyne, A. G., Manchester, R. N., Lorimer, D. R., Bailes, M., D'Amico, N., Tauris, T. M., Johnston, S., Bell, J. F., and Nicastro, L., "Th Parkes southern pulsar survey - II. Final results and population analysis", *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **295**, 743-755 (1998).

[29] Manchester R. N., Taylor J. H., *Pulsars* (San Francisco: Freeman) (1977).

[30] Narayan, R., & Vivekanand, M., "Evidence for evolving elongated pulsar beams", *Astr. Astrophys.*, **122**, 44-53 (1983).

[31] Oppenheimer J. R., Volkoff G., *Phis. Rev.*, **55**, 374 (1939).

[32] Pacini, F., "Energy Emission from a Neutron Star", *Nature*, **216**, 567 (1967).

[33] Phinney, E. S., “High-Energy Astronomy - the Big Accelerator in the Sky”, *Phil. Trans. Royal Soc. A*, **341**, 39 (1992).

[34] Phinney, E. S., ”Pulsars as probes of globular cluster dynamics”, *ASP Conference Series*, **50**, 141-169 (1993).

[35] Phinney, E. S., & Sigurdsson, S., “Ejection of pulsars and binaries to the outskirts of globular clusters”, *Nature*, **349**, 220 (1991).

[36] Possenti. A. ”Evolution of binary systems and population synthesis of millisecond and sub-millisecond pulsars”. *PhD thesis, Dipartimento di Astronomia dell’Università di Bologna*, 1999.

[37] Possenti, A., D’Amico, N., Manchester, R. N., Camilo, F., Lyne, A. G., Sarkissian, J., and Corongiu, A., ”Three binary millisecond pulsars in NGC 6266”, *ApJ*, **599**, 475 (2003).

[38] Rankin, J. M., ”Toward an empirical theory of pulsar emission. I. Morphological taxonomy”, *Astrophys. J.*, **274**, 333-358, (1983).

[39] Ransom, S. M., Hessels, J. W. T., Stairs, I. H., Freire, P. C. C., Camilo, F., Kaspi, V. M., Kaplan, D. L., “Twenty-One Millisecond Pulsars in Terzan 5 Using the Green Bank Telescope”, *Science*, **307**, 892-896 (2005).

[40] Rappaport, S., Pfahl, E., Rasio, F. A., and Podsiadlowski, P., ”Evolution of binary and multiple star systems”, eds. P. Podsiadlowski, S. Rappaport, A. R. King, F. D’Antona, L. Burderi, *ASP Conf. Ser.*, **229**, 409 (2001).

[41] Reid, M. J., “The distance to the center of the Galaxy”, *ARA&A*, **31**, 345 (1993).

[42] Scheuer, P. A. G., “Ampiltude variations of pulsed radio sources”, *Nature*, **218**, 920-922 (1968).

[43] Shklovskii, I. S., “Possible Causes of the Secular Increase in Pulsar Periods”, *SvA*, **13**, 562 (1970).

[44] Spergel, D. N., “Evacuation of gas from globular clusters by winds from millisecond pulsars”, *Nature* **352**, 221-222, (1991).

[45] Staelin, D. H., & Reifenstein, E. C., “Pulsating radio sources near the Crab Nebula”, *Science*, **162**, 1481 (1968).

[46] Taylor, J. H., and Weisberg, J. M., "Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSR B1913+16", *Astrophys. J.*, **345**, 434-450, (1989).

[47] Toscano, M., ''A study of southern millisecond pulsars", *PhD thesis, School of Physics, University of Melbourne*, (1999).

[48] Toscano, M.,Sandhu, J. S., Bailes, M., Manchester, R. N., Britton, M. C., Kulkarni, S. R., Anderson, S. B., and Steppers, B. W., "Millisecond pulsar velocities" *M.N.R.A.S.*, **307**, 924, (1999).

[49] Van den Bergh, S., "The stellar population in the nuclear bulge of the Galaxy", *PASP*, **84**, 306V (1972).

[50] Weisberg, J., & Taylor, J. H., "General relativistic precession of the spin axis of the binary ppulsar B1913+16: first two-dimensional maps of the emission beam", in Kramer, M., Wex, N., & Wielebinski, R., eds., *Pulsar Astronomy - 2000 and Beyond*, 127-130, (2000).

[51] Wheeler, J. A., "Superdense Stars", *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **4**, 393 (1966).

Ringraziamenti

Desidero ringraziare il mio relatore, il Professor Nicolò D'Amico per avermi introdotto e fatto appassionare ad una materia affascinante come è l'astrofisica ed, in particolare, lo studio delle pulsar, grazie alle spiegazioni limpide e interessanti e grazie alla perfetta divisione del lavoro che consente ad ogni studente di essere seguito al meglio.

Ringrazio i miei co-relatori, dr. Andrea Possenti e dr. Marta Burgay, per il supporto e la disponibilità dimostrati in qualunque momento, anche supplementare e anche dall'estero. Li ringrazio, inoltre, per avere lavorato alacremente per la mia formazione in campo pulsaristico e oltre.

Un ringraziamento particolare va ad Alessandro Corongiu per la sua prodigalità nel fornire consigli e nel dissipare dubbi e perplessità, pur non essendo tenuto, e per la pazienza che ha avuto. E grazie anche a tutti gli altri che all'Osservatorio sono sempre stati pronti a darmi un aiuto.

Infine ringrazio tutte le persone che, in vari modi, nei vari stadi della mia formazione, mi hanno fatto imparare qualcosa.