



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI CAGLIARI

Facoltà di scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Dipartimento di Fisica

CORSO DI LAUREA TRIENNALE IN FISICA

Caratterizzazione di interferenze periodiche rilevabili in osservazioni
di pulsar con il Sardinia Radio Telescope.

Tesi di Laurea di:
Federico Loja

Relatore:

Prof. Nicolò D'Amico

Co-Relatori:

Dott.ssa Marta Burgay
Dott. Alessandro Corongiu
Dott. Andrea Possenti

Anno Accademico 2013-2014

Indice

| | |
|-----------------------------------------------------|-----------|
| Introduzione | 1 |
| 1 Le pulsar | 3 |
| 1.1 La scoperta: interferenza o che cosa? | 3 |
| 1.2 Modelli per le pulsar: cenni | 6 |
| 1.3 Caratteristiche dell'emissione radio | 11 |
| 1.4 Interazione col mezzo interstellare | 14 |
| 1.5 Perché studiare le pulsar | 16 |
| 2 Il Sardinia Radio Telescope (SRT) | 19 |
| 2.1 Caratteristiche generali | 19 |
| 2.2 Antenna e struttura | 20 |
| 2.2.1 I riflettori | 21 |
| 2.2.2 Riflettore primario | 21 |
| 2.2.3 Riflettore secondario | 21 |
| 2.3 Ottica | 21 |
| 2.4 Front-end | 22 |
| 2.5 Back-end | 24 |
| 3 Ricerca delle interferenze | 25 |
| 3.1 La procedura di <i>search</i> | 25 |
| 3.2 Cosa ostacola la ricerca di pulsar | 30 |
| 3.3 Osservazioni | 31 |
| 3.4 Riduzione e analisi dati | 32 |
| 3.5 Analisi degli archivi | 35 |
| 3.5.1 Interferenze a banda stretta | 37 |

| | |
|------------------------------------------------------------------|-----------|
| 4 Risultati | 39 |
| 4.1 Analisi degli spettri di potenza | 39 |
| 4.2 Catalogazione dei segnali periodici interferenti | 42 |
| 4.3 Ispezione visuale degli archivi | 46 |
| 4.3.1 Ricerca di segnali non periodici a banda stretta | 47 |
| 4.4 Conclusioni e sviluppi futuri | 49 |
| Bibliografia | 51 |
| Ringraziamenti | 53 |

Introduzione

La ricerca delle pulsar (in inglese *search*) consiste nell'individuare impulsi periodici immersi in un segnale in cui il rumore è dominante. Poiché nel territorio intorno ad un telescopio si trovano installazioni umane che generano segnali a radiofrequenza, ciò che viene rilevato è la somma del segnale emesso dall'oggetto celeste osservato e di tutti i segnali locali di origine tecnologica: le cosiddette interferenze. Le interferenze generate da sorgenti radio artificiali sono in molti casi molto simili ai segnali provenienti dalle pulsar. Per questo motivo i metodi di *search* subiscono un grave deterioramento di efficienza a seguito della presenza di segnali periodici di natura terrestre. È quindi fondamentale individuare e catalogare tali segnali radio pulsati di natura artificiale, nonché determinarne le direzioni di origine rispetto al radiotelescopio.

Questa tesi è strutturata come segue. Il primo capitolo riassume brevemente l'astronomia delle radio pulsar e descrive le caratteristiche della radiazione emessa da questi oggetti celesti. Il secondo capitolo riassume le caratteristiche del Sardinia Radio Telescope e sofferma l'attenzione sulla strumentazione utilizzata nelle osservazioni di pulsar. Il terzo capitolo descrive la procedura di ricerca di nuove pulsar, commenta come essa sia ostacolata dalla presenza di interferenze locali, presenta le osservazioni con cui sono stati presi i dati e la procedura seguita nella loro analisi. Infine il quarto capitolo riporta i risultati dell'analisi dati ed i possibili sviluppi futuri per una caratterizzazione più veloce ed efficiente.

Capitolo 1

Le pulsar

Al giorno d'oggi le pulsar non sono ancora del tutto comprese e anche la natura della loro emissione rimane una questione aperta. Non si è ancora giunti a formulare un modello definitivo in grado di spiegare tutta la fenomenologia osservata, tuttavia i modelli più semplici tra quelli fin'ora proposti riescono a descrivere le caratteristiche principali della loro emissione radio. Questo capitolo discute brevemente la natura fisica delle pulsar, mettendo in evidenza le caratteristiche del segnale messo e come esso appare all'osservatore. Il paragrafo 1 ripercorre la storia dell'astronomia pulsar soffermandosi sulle tappe principali. Il paragrafo 2 delinea il percorso logico e storico che ha portato alla formulazione dei primi modelli che descrivono questi oggetti. Il paragrafo 3 riassume le principali caratteristiche del segnale emesso, mentre il paragrafo 4 ne descrive la sua interazione con il mezzo interstellare. Nel paragrafo 5 vengono infine citate le motivazioni che spingono la comunità scientifica a studiare le pulsar e a ricercarne sempre di nuove.

1.1 La scoperta: interferenza o che cosa?

Nel 1967 Jocelyn Bell e Anthony Hewish, nel corso di uno studio sulla scintillazione interstellare, fecero una importante scoperta. Dai dati osservati, presi al Mullard Radio Astronomy Observatory, riscontrarono un segnale pulsato che si ripeteva con un periodo di $P = 1.337\text{s}$ e con una durata di qualche centesimo di secondo. Inizialmente si pensò che si potesse trattare di un'interferenza terrestre a causa della somiglianza dei due segnali, come mostrato in Fig. 1.1. Ben presto l'origine terrestre venne scartata per via del

fatto che il segnale si presentava in sincronia con il giorno siderale anziché con il giorno solare.

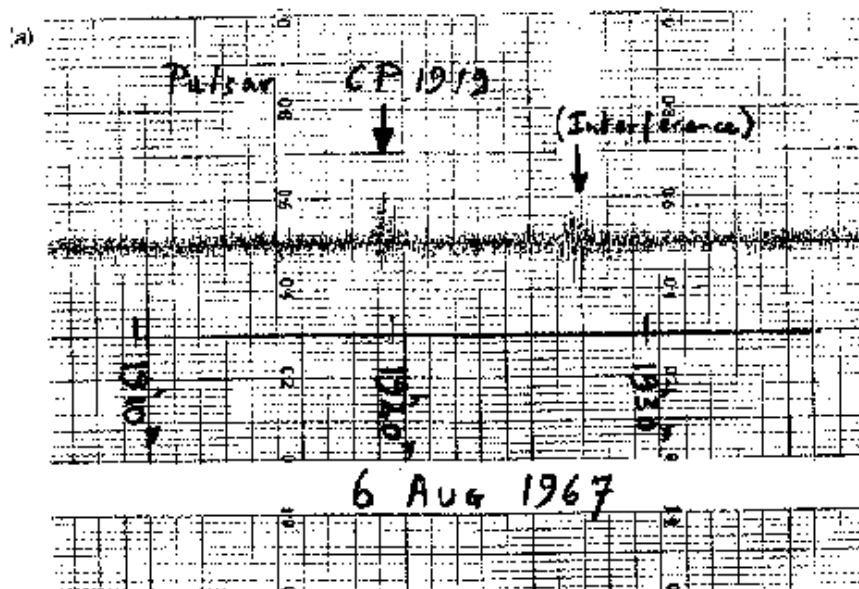


Figura 1.1: La prima registrazione su rullo di carta di PSR B1919+21. Il segnale somiglia ad un'interferenza registrata durante l'osservazione.

Il segnale doveva dunque essere di origine extrasolare. Poiché la periodicità degli impulsi era estremamente stabile, è stata presa in considerazione l'ipotesi secondo la quale il segnale avesse un'origine tecnologica. Per questo motivo tale sorgente radio venne scherzosamente chiamata "Little Green Men (piccoli uomini verdi)". Mentre si continuava a speculare sulla possibile origine di quelle onde, segnali analoghi furono scoperti in altre zone del cielo, pertanto l'ipotesi di un segnale extraterrestre fu abbandonata. Di lì a poco venne pubblicata la scoperta di una nuova classe di oggetti fisici: le pulsar. Il loro nome (PULSating Source of Radiation), deriva da come il loro segnale appare ad un osservatore: pulsato e periodico. Appurato che si trattava di un nuovo oggetto astrofisico, restava da capire quale fosse la natura di quella emissione radio e degli oggetti responsabili.

Tramite semplici considerazioni teoriche fu subito evidente che una periodicità così stabile può essere ottenuta solo se tutta la sorgente responsabile è coinvolta nel meccanismo di emissione. La brevità dei periodi misurati portò quindi all'ipotesi che un tale segnale fosse emesso da un oggetto compatto.

Inizialmente furono presi in considerazione oggetti compatti vibranti, ruotanti e sistemi binari costituiti da un oggetto compatto attorno al quale orbita un secondo corpo molto più piccolo. Sia gli oggetti vibranti sia i sistemi binari furono subito scartati alla luce della loro incompatibilità con le caratteristiche del segnale osservato, pertanto il modello di un oggetto ruotante risultò essere l'unico scenario plausibile. A questo punto si trattava soltanto di capire se le pulsar fossero nane bianche o stelle di neutroni. Il modello tutt'oggi valido era già stato pubblicato su *Nature* da Franco Pacini nel 1967, ma pochi ne erano a conoscenza¹. Nel 1968 la stessa rivista pubblicò un articolo di Thomas Gold, nel quale veniva proposto per le pulsar lo stesso modello proposto da Pacini: stelle di neutroni in rapida rotazione e dotate di intensi campi magnetici. L'aspetto curioso della storia è che al tempo della pubblicazione, Gold e Pacini stavano lavorando alla Cornell University in uffici praticamente accanto: nonostante questo, Gold non sapeva del recente lavoro del suo collega e nel suo articolo infatti non compare alcuna referenza. In ogni caso, ancora mancava un'evidenza osservativa che confermasse il modello di Gold e Pacini a scapito di quelli basati su nane bianche.

La questione fu risolta grazie alla scoperta della pulsar PSR B0531+21 (Staelin & Reifenstein 1968) al centro della Nebulosa del Granchio. L'associazione di questa nuova pulsar con il resto di supernova rappresentò un forte indizio verso la loro interpretazione come stelle di neutroni. Il suo periodo di rotazione, $P = 33$ ms, ha portato all'esclusione definitiva dei modelli basati sulle nane bianche.

Dalla pubblicazione della scoperta di Bell ed Hewish, si susseguirono le scoperte di nuove pulsar e al giorno d'oggi ne sono state individuate più di 2000. Di seguito sono riportate le principali, in ordine cronologico di scoperta:

- B1919+21 (Hewish et al. 1968) è la prima pulsar. Per tale scoperta è stato assegnato il premio Nobel per la fisica a Anthony Hewish nel 1974.
- B1913+16 (Hulse & Taylor 1975) è la prima pulsar binaria. La misura del decadimento orbitale ha costituito la prima evidenza indiretta dell'esistenza delle onde gravitazionali. Inoltre, grazie alla misura di tre

¹Franco Pacini stava studiando la Nebulosa del Granchio, il resto di una supernova esplosa nel 1054 D.C. e stava provando a spiegare come mai tale resto di supernova fosse ancora luminoso, nonostante il tempo trascorso dall'esplosione.

effetti relativistici in questo sistema binario, è stato possibile eseguire il primo test di validità della teoria della Relatività Generale in campo forte. Per tale scoperta, alla luce delle implicazioni scientifiche citate, stato assegnato il premio Nobel per la fisica a Russel Hulse e Joseph Taylor nel 1993.

- B1937+21 (Backer et al. 1982) è la prima pulsar al millisecondo. Questa stella di neutroni, che per molti anni è stata la pulsar con il periodo più breve tra quelle note, ruota con un periodo $P = 1.56$ ms.
- J2144-3933 (Young, Manchester & Johnston 1999) è la pulsar con il periodo più lungo tra quelle note ($P = 8.5$ s).
- J0737-3039A/B (Burgay et al. 2003, Lyne et al. 2004) è la prima doppia pulsar: un sistema binario costituito da due pulsar con periodi di rotazione $P = 22.7$ ms e $P = 2.77$ s.
- J1748-2446ad (Hessel et al. 2006) è attualmente la pulsar con il periodo più breve tra quelle note ($P = 1.396$ ms).

1.2 Modelli per le pulsar: cenni

Le pulsar al giorno d'oggi non sono ancora state comprese completamente: nell'ambito dell'astrofisica moderna sono considerate uno dei problemi più difficili da affrontare. Rimangono ancora irrisolti vari aspetti che riguardano:

- *pulsar come stelle di neutroni* → qual è la struttura, la composizione dell'atmosfera, la densità del plasma delle stelle di neutroni?
- *meccanismo di emissione* → qual è il meccanismo di emissione radio? dove e come viene generata l'emissione ad alte energie?

Sebbene alcune problematiche siano state comprese meglio di altre, non si è ancora arrivati ad un unico modello che riesca a fornire una giustificazione teorica per tutti i fenomeni osservati.

L'alto grado di stabilità misurato negli impulsi di PSR B1919+21 lasciava supporre che il meccanismo di emissione coinvolgesse un intero corpo celeste piuttosto che essere dovuto ad una sua sottostruttura. Una sorgente che emette

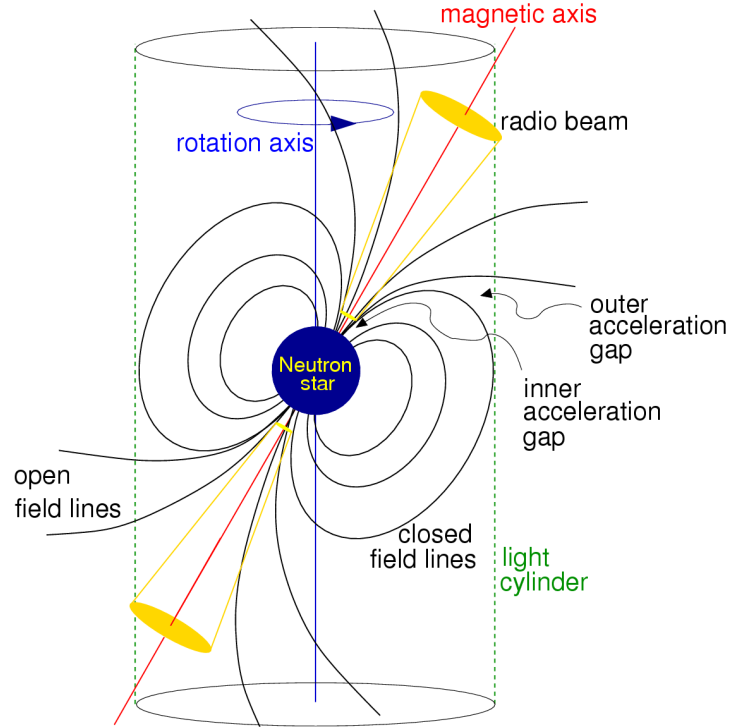


Figura 1.2: Modello della stella di neutroni rotante con la sua magnetosfera.

un segnale in un tempo scala Δt deve avere una dimensione $\Delta l \lesssim c\Delta t$. Questo significa che periodi inferiori al secondo, come quelli misurati per la pulsar del Granchio ($P = 33$ ms) e della Vela ($P = 89$ ms) implicano, rispettivamente, dimensioni $\Delta l \lesssim 2.6 \times 10^4$ km e $\Delta l \lesssim 10^4$ km. Tali dimensioni sono compatibili soltanto con quelle di un oggetto compatto: nane bianche e stelle di neutroni. Per descrivere l'origine della periodicit  osservata si prospettavano tre possibili scenari: sistema oscillante, ruotante o planetario. Il modello planetario di un satellite in orbita attorno ad un oggetto compatto (nana bianca o stella di neutroni) non   palusibile, come si evince da semplici considerazioni teoriche. Ipotizzando un periodo orbitale di 1 s e sostituendo $M = 1M_\odot$ nella terza legge di Keplero, si ottiene un'orbita di raggio $R \simeq 1.5 \times 10^3$ km. Una tale orbita sarebbe interamente contenuta in una nana bianca, le cui dimensioni tipiche sono dell'ordine di 10^4 km, ma avrebbe una dimensione ben maggiore di quella di una stella di neutroni. Tuttavia, in accordo con la teoria della

Relatività Generale, un sistema binario con un'orbita così stretta sarebbe una sorgente molto efficiente di onde gravitazionali, la cui emissione determinerebbe un decadimento dell'orbita in tempi scala molto brevi ($t \sim 10^5$ s).

Il modello oscillante non è compatibile con i periodi misurati. Il periodo di oscillazione minimo di una stella, dipende dalla densità e dal grado di elasticità. Per le nane bianche si dimostra che $P \simeq 2$ s (Cohen et al. 1969), pertanto le pulsar non possono essere nane bianche oscillanti. Melzer & Thorne (1966) hanno studiato i modi di oscillazione delle stelle di neutroni e, assumendo realistiche equazioni di stato, hanno trovato che i valori del periodo di oscillazione sono compresi nell'intervallo $1 \text{ ms} \leq P \leq 10 \text{ ms}$. La scoperta delle pulsar del Granchio (Staelin & Reifenstein 1968) e della Vela (Large et al. 1968), i cui periodi non cadono in tale intervallo, esclusero il modello delle stelle di neutroni oscillanti. Inoltre l'incremento nel tempo del periodo costituì un'ulteriore evidenza osservativa a sfavore degli oggetti vibranti, dato che per un tale oggetto il periodo di vibrazione rimane costante nel tempo.

Alla luce delle argomentazioni fin qui esposte, le pulsar sono oggetti compatti in rapida rotazione e l'intervallo di tempo che intercorre tra due impulsi successivi corrisponde al loro periodo di rotazione. Un semplice argomento permette di capire se sono nane bianche o stelle di neutroni. Per un qualsiasi oggetto in rotazione, supposto sferico per semplicità, l'accelerazione centrifuga all'equatore non può eccedere l'accelerazione di gravità superficiale. Questa condizione implica che esiste un periodo minimo di rotazione per un oggetto sferico di massa M e raggio R :

$$P_{min} = 2\pi \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \quad (1.1)$$

Il raggio di una stella di neutroni è $R_{NS} \simeq 10$ km, quello di una nana bianca $R_{WD} \simeq 10^3$ km, le masse sono entrambe dell'ordine di $1M_{\odot}$, per cui si ottiene che $P_{min,NS} \simeq 10^{-3}$ s mentre $P_{min,WD} \simeq 1$ s. Risulta quindi evidente che l'ipotesi di una nana bianca non è consistente con i periodi misurati.

Essendo le pulsar stelle ruotanti, l'aumentare nel tempo del periodo di rotazione implica l'esistenza di un meccanismo che dissipa l'energia cinetica rotazionale:

$$\dot{E} = \frac{dE_{rot}}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} I \Omega^2 \right) = \frac{d}{dt} \left(2\pi^2 \frac{I}{P^2} \right) = -4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad (1.2)$$

essendo $\Omega = \frac{2\pi}{P}$ la frequenza angolare ed I il momento di inerzia. L'equazione 1.2 mostra che un valore $\dot{P} > 0$ implica $\dot{E} < 0$. La quantità \dot{E} è chiamata luminosità di spin-down e rappresenta la potenza totale emessa dalla pulsar. Utilizzando nell'equazione 1.2 valori tipici per i periodi osservati, le loro derivate prime, la massa ed il raggio di una stella di neutroni, si ottiene:

$$\dot{E} \simeq 3.95 \cdot 10^{31} \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{s s}^{-1}} \right) \left(\frac{P}{1 \text{s}} \right)^{-3} \left(\frac{M_{NS}}{1 M_{\odot}} \right) \left(\frac{R_{NS}}{10 \text{km}} \right) \text{erg s}^{-1} \quad (1.3)$$

che risulta essere molto maggiore della luminosità emessa in banda radio.

Il modello proposto da Gold e Pacini risponde a questo punto alla domanda che sorge spontanea e naturale: qual è il meccanismo responsabile della dissipazione dell'energia cinetica rotazionale della stella? Le pulsar vengono infatti descritte come stelle di neutroni immerse nel vuoto e dotate di un intenso campo magnetico, il cui asse forma un angolo α con l'asse di rotazione. Un dipolo magnetico ruotante con momento \vec{m} emette onde elettromagnetiche la cui potenza è data da:

$$\dot{E} = \frac{2}{3c^3} |m|^2 \Omega^4 \sin^2 \alpha \quad (1.4)$$

Assumendo che la luminosità di spin-down sia dovuta all'emissione del dipolo e sfruttando la relazione $B \approx \frac{|m|}{r^3}$ si può ottenere una stima del campo magnetico superficiale. Uguagliando le equazioni 1.2 e 1.4 rispetto a \dot{E} si ottiene:

$$B = \sqrt{\frac{3c^3 I P \dot{P}}{8\pi^2 R^6 \sin^2 \alpha}} \quad (1.5)$$

Per una stella di neutroni con momento di inerzia $I = 10^{45} \text{g cm}^2$, raggio $R = 10 \text{km}$ si ottiene, per $\alpha = 90^\circ$:

$$B = 3.2 \cdot 10^{19} \text{G} \sqrt{P \dot{P}} \simeq 10^{12} \text{G} \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{s s}^{-1}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{P}{1 \text{s}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.6)$$

il risultato ottenuto rappresenta un valore indicativo, dato che sono stati utilizzati valori di riferimento per I e R . Avendo inoltre posto $\alpha = 90^\circ$, il valore ottenuto rappresenta la componente del campo magnetico perpendicolare all'asse di rotazione.

L'equazione 1.5 può essere utilizzata anche per stimare l'età caratteristica delle pulsar. Risolvendola come equazione differenziale per la funzione $P(t)$ e assumendo che il periodo di rotazione alla nascita sia molto minore di quello attuale si ottiene:

$$\tau = \frac{1}{2} \frac{P}{\dot{P}} \quad (1.7)$$

Un'importante conferma è data dalla pulsar del Granchio, per la quale l'equazione 1.7 predice un'età di 1240 yrs, valore in buon accordo con la sua età reale.

Nel 1969 Peter Goldreich e William Julian hanno dimostrato che il modello appena presentato non può descrivere la situazione reale perché non è possibile considerare la stella di neutroni immersa nel vuoto. Il loro modello parte invece dalla considerazione che la superficie delle pulsar sia circondata da un plasma. L'effetto della rotazione e la presenza del campo magnetico genera campi elettrici molto intensi in grado di strappare le particelle cariche dalla superficie. Le linee del campo magnetico rimangono congelate nel plasma circostante dando origine a quella che viene chiamata magnetosfera. Sebbene anche questo modello sia basato su approssimazioni, esso costituisce un valido punto di riferimento per spiegare il meccanismo di emissione delle pulsar. Infatti anche se la natura dell'emissione elettromagnetica non è ancora perfettamente compresa, sembra essere strettamente legata alla presenza della magnetosfera. L'ipotesi comune è che la radiazione emessa sia dovuta all'accelerazione di particelle cariche lungo le linee del campo magnetico a cui è associata la produzione di fotoni γ e la produzione di coppie elettrone-positrone tramite un effetto a cascata. La radiazione osservata si estende tipicamente su tutto lo spettro elettromagnetico ma l'emissione nella banda del radio (da ~ 10 MHz a

$\sim 100\text{MHz}$) e nella banda delle alte energie è regolata da processi diversi, i cui dettagli non sono tuttora chiari.

1.3 Caratteristiche dell'emissione radio

La radiazione viene emessa all'interno di un *cono d'emissione* centrato lungo l'asse magnetico della stella. Il modello che descrive questo processo, chiamato modello del *Cone Beam*, può essere utilizzato sia per dare un'interpretazione dell'emissione a banda larga, sia per spiegare varie proprietà del profilo osservato.

Impulso singolo e impulso integrato

Il segnale emesso da una pulsar, così come appare all'osservatore, consiste in una serie di impulsi che si succedono nel tempo con una determinata periodicità (fig.1.3). Il termine *impulso singolo* indica il picco del segnale radio osservato. In accordo con il modello del *Cone Beam* il segnale rilevato mostra un picco quando la linea di vista osservatore-pulsar interseca il cono di emissione. Come mostrato in figura 1.3, gli impulsi singoli possono essere molto diversi tra loro. Questo è dovuto al fatto che la magnetosfera della stella di neutroni non ha una struttura stazionaria su tempi scala dell'ordine del periodo di rotazione.

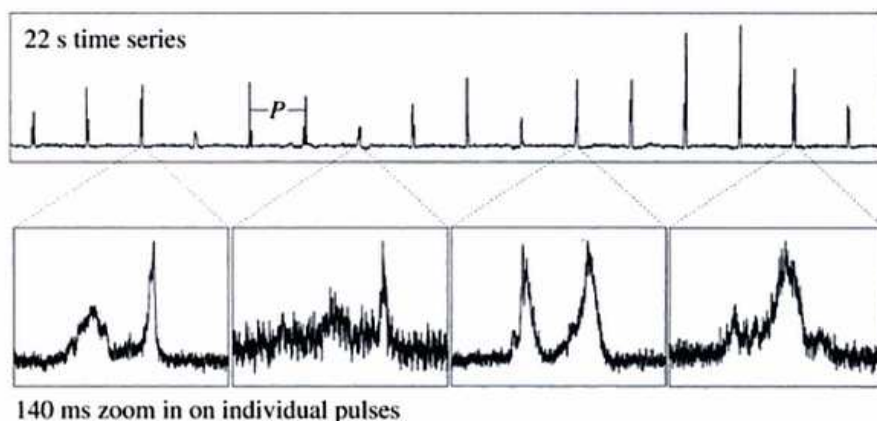


Figura 1.3: Serie temporale di 22 s presa con il radio telescopio di Arecibo, che mostra gli impulsi singoli della pulsar PSR B0301+19 ($P_0 = 1.39\text{ s}$).

Ad eccezione di pochissime pulsar, ad esempio PSR B0301+19 in figura 1.3, gli impulsi singoli sono talmente deboli da non poter essere distinti dal rumore

presente nel segnale rilevato. Al fine di far emergere il profilo dell'impulso, si esegue la somma coerente di centinaia, se non migliaia di impulsi. Tale procedura è chiamata *folding* e, tramite essa, si ottiene il cosiddetto *profilo integrato*. Il profilo integrato ha due caratteristiche molto importanti. La prima è la sua elevata stabilità nel tempo; la seconda è l'unicità della forma del profilo: ogni pulsar ha un profilo con una forma delimitata così bene, da poterne essere considerato la *firma*.

In figura 1.4 sono riportati vari profili integrati. Le diverse caratteristiche dipendono da fattori geometrici, come la dimensione del cono di emissione o l'angolo formato tra la direzione dell'asse magnetico e la direzione di vista.

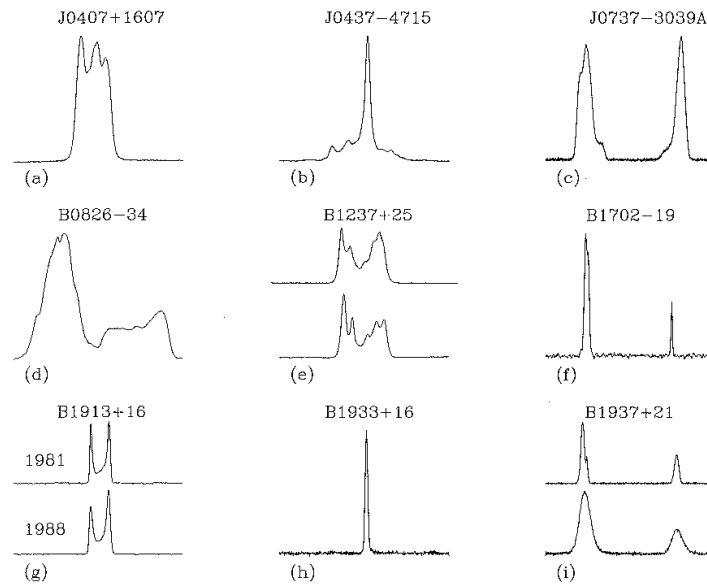


Figura 1.4: Profili integrati di un campione di nove pulsar. Per PSR B1913+16 sono mostrati due profili presi a 430 MHz in epoche diverse per evidenziarne l'evoluzione dovuta alla precessione geodetica. Per PSR B1937+21 sono mostrati due profili osservati con il radiotelescopio di Effelsberg a 1.4 GHz: il profilo in alto è stato dedisperso coerentemente mentre il profilo in basso è stato dedisperso incoerentemente. La maggiore larghezza dei picchi del secondo profilo è dovuta alla non dedispersione del segnale all'interno dei singoli canali in frequenza.

Nel caso più semplice, come mostrato per PSR B1933+16, l'impulso è caratterizzato da una sola componente di forma Gaussiana ma esistono tanti casi in cui il profilo esibisce una struttura a più componenti. Quando la linea di vista di un osservatore taglia il cono di emissione viene osservato un profilo a due componenti, ciascuna delle quali corrisponde ad un bordo del cono. Si

osserva un profilo ad una sola componente quando il cono viene solo sfiorato (figura 1.5).

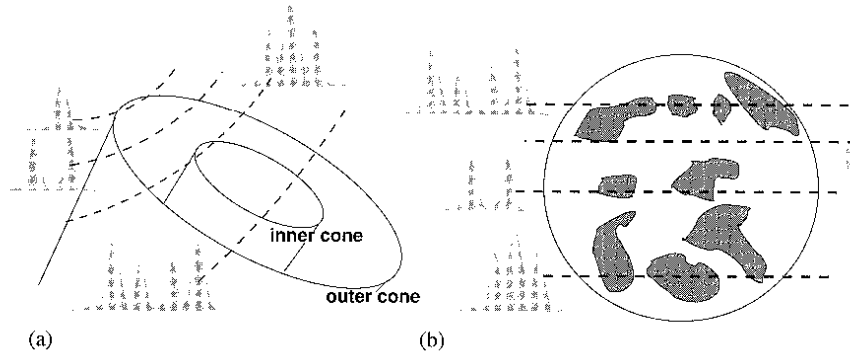


Figura 1.5: Due modelli per spiegare la presenza di più componenti nel profilo dell'impulso: a) emissione a coni concentrici (Rankin 1993; Gil et al. 1993); b) emissione a macchie (Lyne & Manchester 1988).

Talvolta può capitare che l'asse magnetico sia quasi allineato con l'asse di rotazione: in questi casi la struttura del profilo dell'impulso si distribuisce su tutto il periodo come per PSR B0826-34 (fig. 1.4). Nel caso in cui l'asse magnetico è perpendicolare all'asse di rotazione, è possibile osservare un impulso secondario circa equidistante nel tempo dall'impulso principale precedente e successivo (PSR J0737-3039A, PSR B1702-19, PSR B1937+21 in fig. 1.4). In tale geometria i due impulsi osservati sono originati dai due poli magnetici opposti.

Spettro

Lo spettro delle pulsar è descritto, salvo poche eccezioni, da una legge di potenza $S(\nu) \propto \nu^\alpha$, in cui α è l'indice spettrale ed il suo valore medio è $\alpha = -1.8 \pm 0.2$. La densità di flusso media $S_{media}(\nu)$, misurata ad 1.4 GHz, è di circa 0.8 mJy, con valori compresi nell'intervallo $20 \mu\text{Jy} \leq S_{media}(1.4 \text{ GHz}) \leq 5 \text{ Jy}$.

Polarizzazione del segnale

Fra tutte le sorgenti radio, le pulsar sono quelle con il più alto grado di polarizzazione. Da uno studio condotto su un campione di 300 pulsar, studiate a 600 e 1400 MHz (Gould & Lyne 1998) il grado medio di polarizzazione lineare

è attorno al 20% , mentre quello di polarizzazione circolare è il 10%. Alcune pulsar isolate possono avere un grado di polarizzazione lineare del 100%, cosa che non è mai stata registrata per la polarizzazione circolare.

1.4 Interazione col mezzo interstellare

Il segnale delle pulsar è alterato dalla sua interazione con il mezzo interstellare. Gli effetti di tale interazione si manifestano nell'alterazione della larghezza del profilo, del flusso e del piano di polarizzazione. I fenomeni fisici coinvolti sono:

- *dispersione* → determina uno sfasamento temporale degli impulsi emessi a frequenze differenti
- *scintillazione* → determina una variazione del flusso
- *rotazione Faraday* → determina una rotazione del piano di polarizzazione

Fra questi effetti, l'attenzione verrà soffermata unicamente sulla dispersione, al fine di fornire le basi teoriche per comprendere alcune scelte nei parametri osservativi, utilizzati in questo lavoro di tesi.

La dispersione.

Il mezzo interstellare è costituito sia da regioni di gas (tipicamente H) neutro, sia da regioni di gas ionizzato. A causa dell'interazione con gli elettroni liberi delle regioni ionizzate, le componenti monocromatiche di un segnale a banda larga attraversano tali regioni con velocità differenti secondo la relazione $v_g = c/\mu$, in cui v_g è la velocità di gruppo, c è la velocità della luce e μ è l'indice di rifrazione. A meno di piccole correzioni dovute alla presenza del campo magnetico della Galassia, l'indice di rifrazione è dato dalla relazione:

$$\mu = \sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2} \quad (1.8)$$

dove ν è la frequenza di osservazione ed è stata definita la quantità:

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} \simeq 8.5 \text{ kHz} \left(\frac{n_e}{\text{cm}^{-3}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.9)$$

La quantità ν_p è chiamata *frequenza di plasma* e rappresenta la frequenza minima di un'onda elettromagnetica che può attraversare la regione ionizzata senza essere assorbita. La densità elettronica nel mezzo interstellare è tipicamente $n_e = 0.03 \text{ cm}^{-3}$, da cui si ricava una frequenza di plasma di 1.5 kHz. Poiché le osservazioni radio sono effettuate a frequenze $\nu > 10 \text{ MHz}$ si può considerare $\nu_p \ll \nu$.

Un segnale radio percorre pertanto una distanza d in un tempo t dato da:

$$t = \int_0^d \frac{dl}{v_g} = \frac{1}{c} \int_0^d \frac{dl}{\mu} \simeq \frac{1}{c} \int_0^d \left[1 + \frac{\nu_p^2}{\nu^2} \right] dl = \frac{d}{c} + \frac{e^2}{2\pi m_e c \nu^2} \int_0^d n_e dl \quad (1.10)$$

Nell'ultimo termine della catena di uguaglianze 1.10 il primo addendo rappresenta il tempo in cui la luce percorre la distanza d nel vuoto, mentre il secondo addendo:

$$\Delta t = 4.15 \times 10^3 \frac{DM}{\nu_{\text{MHz}}^2} \text{s} \quad (1.11)$$

rappresenta il ritardo dovuto alla presenza degli elettroni liberi. Nell'equazione 1.11 è stata definita la quantità:

$$DM = \int_0^d n_e dl \quad (1.12)$$

Tale grandezza si chiama *misura di dispersione*, rappresenta la densità colonnare di elettroni liberi lungo la linea di vista ed è espressa in unità di pc cm^{-3} . Due generici segnali alle frequenze ν_1 e ν_2 giungono pertanto all'osservatore con un ritardo relativo pari a:

$$t_2 - t_1 = 4.15 \times 10^3 DM \left(\frac{1}{\nu_{2,\text{MHz}}^2} - \frac{1}{\nu_{1,\text{MHz}}^2} \right) \text{s} \quad (1.13)$$

Nel caso di osservazioni di pulsar, tale effetto si traduce in uno sfasamento temporale degli impulsi in funzione della frequenza: quelli a frequenze più basse arrivano in ritardo rispetto a quelli a frequenze più alte. La figura 1.6

mostra come la dispersione sia un effetto tutt'altro che secondario. Per questo motivo i radiotelescopi sono equipaggiati con sistemi di acquisizione dati che, suddividendo la banda di osservazione in canali stretti, permettono la correzione dell'effetto dispersivo. All'interno del singolo canale resta comunque una minima dispersione del segnale. Dato un canale di frequenza centrale ν ed ampiezza $\delta\nu$, la dispersione residua all'interno del canale si ottiene differenziando l'equazione 1.11 rispetto a ν :

$$\delta t = 8.3 \times 10^3 DM \frac{\delta\nu_{MHz}}{\nu_{MHz}^3} \text{ s} \quad (1.14)$$

1.5 Perché studiare le pulsar

Le pulsar sono oggetti di studio molto interessanti per la loro versatilità in vari ambiti della ricerca scientifica. La misura del loro periodo di rotazione, che per alcune di esse è estremamente stabile, permette di utilizzarle come orologi celesti per investigare l'universo. Costituiscono infatti un utile strumento per:

- studiare l'evoluzione stellare e le sue fasi finali
- studiare i sistemi stellari in cui risiedono
- studiare il mezzo interstellare
- studiare il campo gravitazionale e magnetico della galassia
- studiare l'equazione di stato della materia a densità dell'ordine o superiori a quella della materia nucleare.
- testare la teoria della relatività generale e le teorie alternative in regime di campo forte, quando si trovano in sistemi binari
- condurre esperimenti sulla ricerca di onde gravitazionali

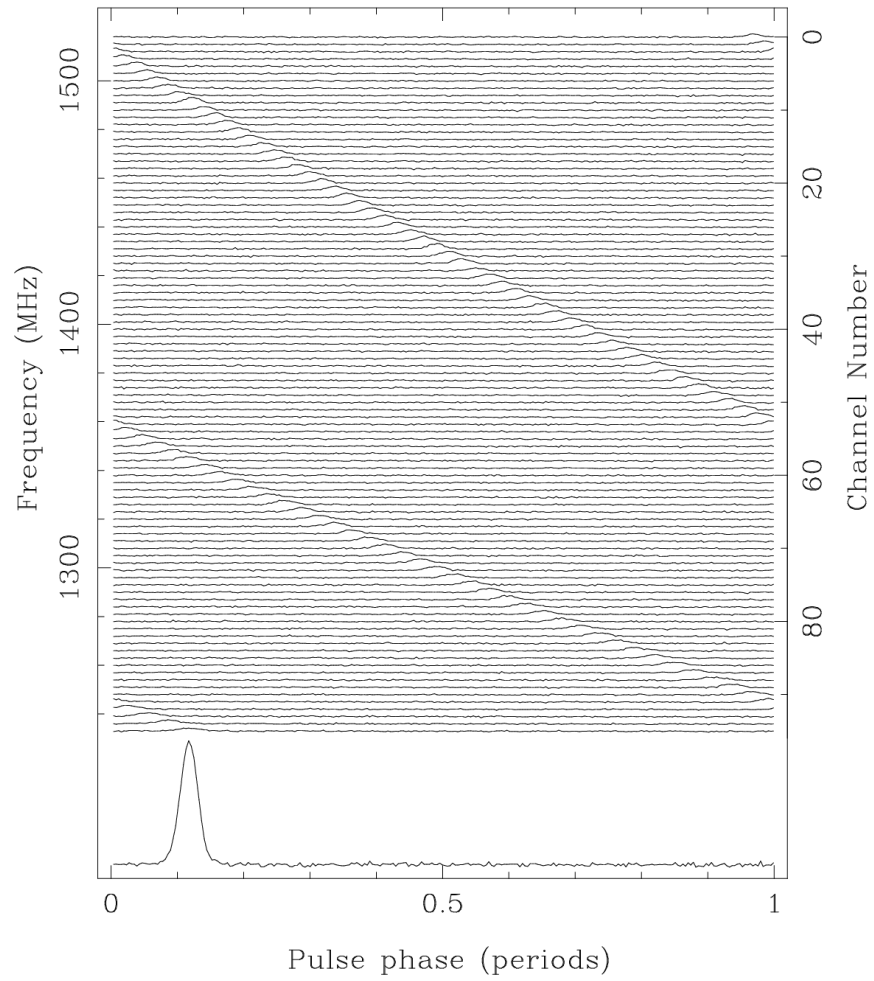


Figura 1.6: Dispersione temporale degli impulsi emessi da *PSR B1641 – 45* ($P = 0.4555$ s, $DM = 478.8$). Il segnale è stato registrato con frequenza centrale 1380 MHz in 96 canali in frequenza, ciascuno di larghezza 3 MHz.

Capitolo 2

Il Sardinia Radio Telescope (SRT)

Il radiotelescopio è lo strumento impiegato per la ricezione delle onde radio emesse dalle varie sorgenti astronomiche presenti nell'Universo. Grazie all'utilizzo di questo strumento si può studiare una grande varietà di oggetti celesti, sia presenti nella nostra galassia che esterne ad essa. Nel campo della radioastronomia l'Italia è molto presente e partecipa già in maniera attiva alla ricerca scientifica con due impianti di spessore internazionale situati a Medicina (Bologna) e Noto (Siracusa). Ma è in Sardegna che l'INAF ha realizzato uno dei più grandi radiotelescopi d'Europa: il Sardinia Radio Telescope (SRT).

In questo capitolo sono descritte le caratteristiche principali di SRT e la sua strumentazione per l'elaborazione del segnale proveniente dalle pulsar.

2.1 Caratteristiche generali

IL Sardinia Radio Telescope è un radiotelescopio di tipo gregoriano situato nel comune di San Basilio, in provincia di Cagliari (Lat. $39^{\circ}29'34\text{N}$ - Long. $9^{\circ}14'42\text{E}$). Da un punto di vista tecnologico è uno strumento all'avanguardia: tra i radiotelescopi con superficie riflettente attiva è al primo posto in Europa e il secondo nel mondo per dimensioni.

Di seguito sono riportate le caratteristiche principali:

- copertura continua in frequenza nella banda $0.3 \div 100$ GHz (vedi par. 2.4)
- superficie riflettente attiva

- 6 posizioni focali
- 4 ricevitori multibeam

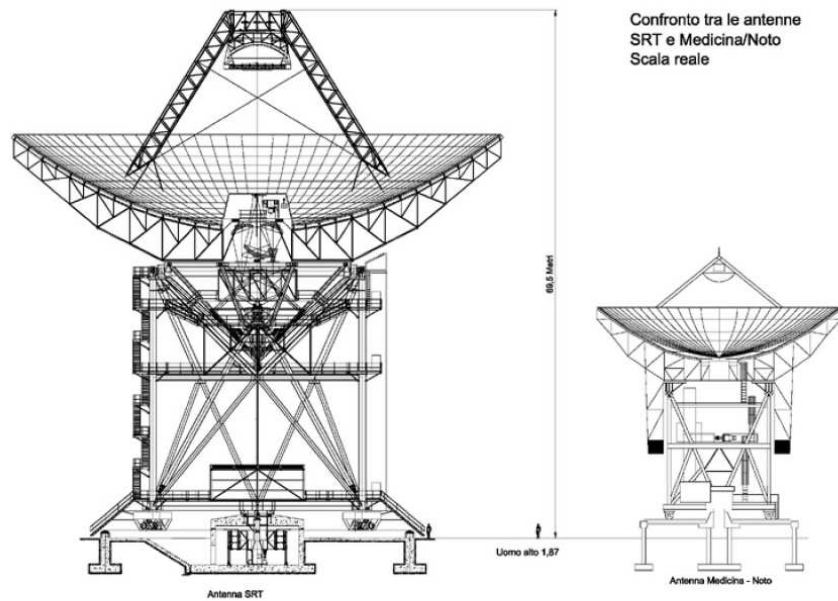


Figura 2.1: Schema meccanico di SRT (a sinistra) e per confronto, quello delle antenne di Medicina e Noto (a destra).

2.2 Antenna e struttura

L'intera struttura, dal peso di 3000 tonnellate, poggia su fondamenta di cemento armato di 40 m di diametro e 6,5 m di profondità, che oltre ad esercitare una funzione di sostegno, contengono un alloggiamento per il passaggio dei cavi.

Il sistema di movimento è costituito da:

- una ruota azimutale, di 40 m di diametro, che permette la rotazione dell'antenna in un intervallo di $\pm 270^\circ$ con una velocità massima di $(0.425 \div 0.85)^\circ/\text{sec}$ che dipende dalla velocità del vento.
- una ruota per il puntamento in elevazione, costituita da una travatura di forma conica che permette lo spostamento del riflettore primario nell'intervallo $5^\circ \div 90^\circ$ con una velocità massima di $0.5^\circ/\text{sec}$.

2.2.1 I riflettori

L'antenna di SRT è di tipo gregoriano. Il segnale che giunge su di essa, subisce una riflessione nel riflettore primario (a sezione parabolica) e viene convogliato nel fuoco primario. Subisce poi una seconda riflessione in quello secondario (a sezione ellittica), che essendo posto oltre il fuoco del riflettore primario, convoglia il segnale nel fuoco secondario. Questa particolare configurazione di tipo *shaped* permette una migliore illuminazione del fuoco gregoriano rispetto alla configurazione standard (Fig. 2.2).

2.2.2 Riflettore primario

Il riflettore primario ha un diametro di 64 m ed è costituito da 1008 pannelli di alluminio, sorretti da una travatura reticolare posteriore. Al vertice è posto l'alloggiamento per il fuoco gregoriano e per un ulteriore sistema ottico (Beam Wave Guide). Per poter osservare nella parte più alta dello spettro ($23 \div 100$ GHz), il riflettore primario supporta una superficie "attiva": la parte posteriore del riflettore primario è stata equipaggiata con 1116 attuatori elettromeccanici, che agendo sui singoli pannelli, permettono di compensare la deformazione dovuta ad effetti gravitazionali e agenti atmosferici (pioggia e gradienti termici).

2.2.3 Riflettore secondario

Il sub-riflettore o riflettore secondario ha un diametro di circa 8 m ed è costituito da 49 pannelli, anch'essi sostenuti da una travatura reticolare posteriore che supporta 7 attuatori elettromeccanici. Per consentire lo spostamento dei ricevitori installati nel fuoco primario, il sub-riflettore è stato equipaggiato di un posizionatore mobile. Tramite un sistema elettromeccanico che permette lo spostamento dei ricevitori lungo 3 assi è dunque possibile ottenere la posizione focale ottimale. Tutte queste componenti sono sorrette dal quadrupode, una struttura composta da 4 travi inclinate di 45° gradi rispetto all'asse focale.

2.3 Ottica

SRT è stato progettato in maniera tale da avere il massimo numero di posizioni focali. In tutto se ne possono selezionare 6, corrispondenti a 3 aree di lavoro.

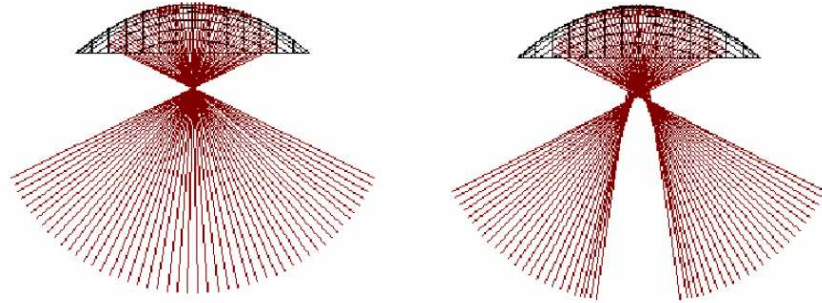


Figura 2.2: Configurazione classica (sinistra) comparata con quella di tipo *shaped* (destra).

Fuoco primario: F1

Fuoco secondario o gregoriano: F2

Beam Wave Guide: $2 \times F3$, $2 \times F4$

La configurazione gregoriana permette di utilizzare il fuoco primario senza dover spostare il riflettore secondario. Infatti grazie al posizionatore mobile è possibile collocare i ricevitori presso l'apice del quadrupode, dove si trova il fuoco primario. Le frequenze che prevedono l'utilizzo di questo fuoco sono comprese nell'intervallo $0.3 \div 22$ GHz.

L'uso del sub-riflettore è possibile una volta ritratto il posizionatore mobile. In questo modo si può sfruttare il fuoco gregoriano, posto a 3.5 m dal vertice primario, che permette l'osservazione nell'intervallo $7.5 \div 100$ GHz.

Il BWG è posizionato sotto il vertice primario ed è composto da un sistema di 5 specchi quasi ellittici (Fig. 2.3). Uno di questi (M3) è posizionato al centro di un sistema rotante, ha un diametro di 4 m e riceve la radiazione direttamente dal fuoco gregoriano. Gli altri quattro (M4 A&B ed M5 A&B) hanno un diametro di 3 m e ricevono la radiazione da M3. Questo sistema di specchi permette di osservare nell'intervallo $4.3 \div 7.5$ GHz, estendibile in futuro a $1.4 \div 22$ GHz.

2.4 Front-end

Per giungere all'apparato ricevente ed essere analizzata, la radiazione proveniente dal fuoco dell'antenna deve essere incanalata in una guida. A tal

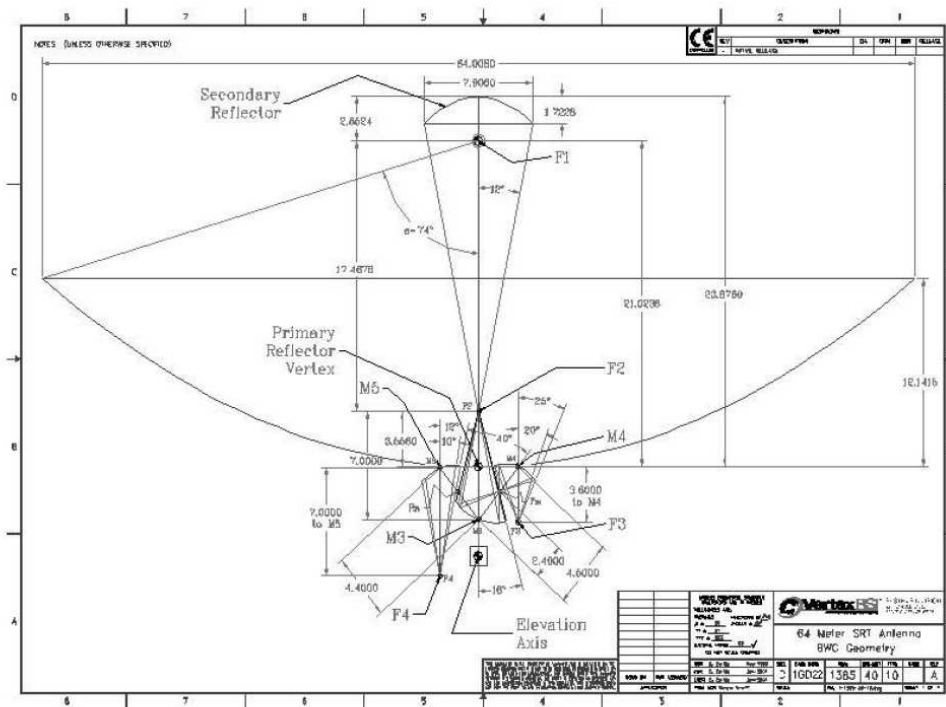


Figura 2.3: Posizioni focali di SRT.

fine, vengono realizzati i feeds, termine col quale in ambito astronomico, si indicano oggetti metallici a forma di cono che presentano delle scanalature al loro interno. La loro particolare geometria permette la distribuzione in fase e ampiezza della radiazione raccolta. In SRT il segnale, superata la guida d'onda (feed horn), passa per un accoppiatore direzionale, un polarizzatore che restituisce due polarizzazioni circolari, l'OMT (orthomode transducer) e l'LNA (low noise amplifier), sino a giungere all'apparato ricevente. Per ridurre le perdite del segnale durante la trasmissione, proporzionali alla radice quadrata della frequenza, in SRT come nella maggior parte dei radiotelescopi, vengono utilizzati i ricevitori super-eterodina. Questi permettono di convertire un segnale in ingresso (RF), in un segnale che mantiene la stessa informazione ma ad una frequenza più bassa (IF). La componente elettronica che svolge questo compito è chiamata Front-end. Questo apparato per SRT garantisce una copertura continua nell'intervallo di frequenza $0.3 \div 100$ GHz, ad eccezione delle frequenze più basse a causa di interferenze di natura tecnologica. Attualmente sono installati 4 ricevitori, per ciascuno dei quali è possibile selezionare una

larghezza di banda istantanea all'interno della banda passante totale del singolo ricevitore. I sistemi riceventi e le loro caratteristiche sono riportate in tab. 2.4.

| Receiver | Freq. | Beam-size | T-sys [K] | Gain[%] |
|---------------------------------------|---------------|-----------|-----------|---------|
| Primary-focus L-P band dual-frequency | 305 - 410 MHz | 56.2' | (65) | (45) |
| | | | NA | NA |
| | 1.3 - 1.8 GHz | 12.6' | (21) | (47) |
| | | | NA | NA |
| BWG-focus C-band mono-feed | 5.7 - 7.7 GHz | 2.8' | (19) | (66) |
| | | | 33 | 48 |
| Secondary-focus K-band multi-feed | 18 - 26.5 GHz | 50" | (45 - 75) | (57) |
| | | | 70 - 90 | 44 |

Figura 2.4: Elenco dei ricevitori di SRT. Per ciascun ricevitore è riportata la copertura in frequenza, la dimensione dei beam in arcmin/arcsec, misure della temperatura di sistema a 45° in elevazione ed infine il guadagno dell'antenna. I valori indicati tra parentesi sono teorici.

2.5 Back-end

Una volta attraversato il sistema ricevente, il segnale giunge al back-end, termine con cui si indica tutta la strumentazione elettronica atta all'elaborazione del segnale. Solitamente i back-end sono spettrometri, analogici o digitali, in grado di suddividere la banda passante in canali in frequenza, per ridurre gli effetti di dispersione del segnale causati dal mezzo interstellare. Quelli attualmente installati ad SRT per l'osservazione di pulsar, si trovano nel box apparati (box AP) e sono:

- Digital Filter Bank (DFB)
- Sistema Roach

I dati acquisiti per questo lavoro di tesi provengono dal sistema Roach. Operando in *baseband recording* questo sistema permette di registrare il segnale in banda base e campionare (alla frequenza di Nyquist) le informazioni su fase e ampiezza.

Capitolo 3

Ricerca delle interferenze

Questo capitolo descrive le metodologie usate per la ricerca cieca di pulsar e come esse subiscano un grave deterioramento di efficienza a seguito della presenza di segnali periodici di natura terrestre.

Il primo paragrafo descrive la procedura di ricerca delle pulsar. Il secondo paragrafo spiega il motivo per cui le interferenze disturbano tale procedura. Dal terzo paragrafo in poi sono descritte le metodologie utilizzate per la ricerca di interferenze. In particolare, il terzo espone le informazioni su come è stata eseguita la mappatura sistematica del cielo, il quarto spiega come sono stati elaborati i dati grezzi provenienti dal telescopio mentre il quinto paragrafo espone i criteri seguiti nell'impostazione della ricerca di interferenze. Infine il sesto paragrafo descrive come sia possibile indagare la natura dei segnali interferenziali.

3.1 La procedura di *search*

La ricerca delle pulsar (in inglese *search*) consiste nell'individuare impulsi periodici immersi in un segnale in cui il rumore è dominante. Il fine della ricerca è quello di individuare il periodo P e la misura di dispersione DM di pulsar ancora non conosciute. L'intera procedura può essere schematizzata in tre fasi.

La prima fase si occupa di eliminare gli effetti dispersivi subiti dal segnale nell'attraversare il mezzo interstellare. Come già descritto nel capitolo 1, la dispersione causa una differenza nei tempi di arrivo della radiazione elettromagnetica in funzione della frequenza di osservazione. Al fine di

correggere tale effetto, la banda di frequenza è suddivisa in canali di ampiezza sufficientemente piccola da poter trascurare la dispersione residua all'interno del singolo canale (eq.1.14). Lo sfasamento temporale indotto dal mezzo interstellare è compensato applicando ad ogni canale un ritardo opportuno, secondo l'equazione 1.11 (Fig. 3.1). Dopo tale rifasamento temporale i canali sono sommati tra loro per ottenere una serie temporale su cui eseguire la ricerca di eventuali periodicità. Poiché non è noto a priori il valore della misura di dispersione, tale operazione viene ripetuta per diversi valori della DM all'interno di un opportuno intervallo. Ad esempio, sul piano della Galassia dove la densità elettronica è maggiore si andranno ad indagare valori da 0 a qualche migliaio, mentre ad alte latitudini galattiche sarà sufficiente spingersi fino a DM dell'ordine di qualche centinaio.

Dopo la dedispersione si procede con il calcolo della trasformata di Fourier delle serie temporali e la determinazione del relativo spettro di potenza. Se la serie temporale contiene un segnale *sinusoidale* di periodo P , nello spettro di potenza è presente uno spike alla frequenza $\nu = 1/P$, dato che la trasformata di Fourier della funzione $f(t) = A \sin(2\pi\nu_0 t)$ risulta essere $\hat{f}(\nu) = A\delta(\nu - \nu_0)$, essendo $\delta(x)$ la funzione *delta di Dirac* (fig. 3.2). La potenza A di un segnale sinusoidale è interamente recuperabile nello spettro di potenza in corrispondenza della relativa frequenza.

Il segnale emesso da una pulsar, però, non è sinusoidale. Per capire quale sia la sua trasformata di Fourier, si può approssimare l'impulso con una funzione a box:

$$f(t) = \begin{cases} 1 & \text{if } |t| \leq PW/2 \\ 0 & \text{if } WP/2 < |t| \leq P/2 \end{cases} \quad (3.1)$$

in cui P è il periodo della pulsar e W è il duty cycle espresso in unità del periodo, mentre la successione degli impulsi è rappresentata dalla convoluzione della funzione 3.1 con un pettine di Dirac, la cui espressione analitica è:

$$D(t) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(t - kP) \quad (3.2)$$

La trasformata di Fourier della convoluzione di due funzioni è uguale al prodotto

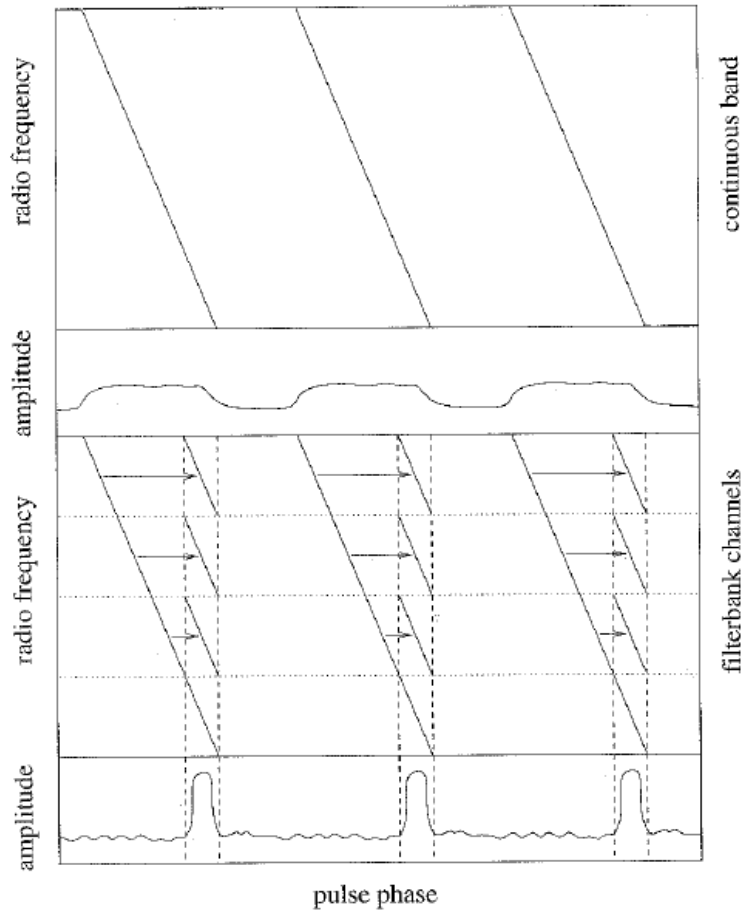


Figura 3.1: Processo di de-dispersione: nel pannello superiore viene mostrato il profilo integrato allargato a causa della dispersione, nel pannello inferiore è mostrata la banda di frequenze suddivisa in canali, che restituisce un profilo integrato stretto.

delle trasformate di Fourier delle due funzioni convolute. Poichè la trasformata di Fourier di una funzione a box è la funzione *seno cardinale* $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$, mentre quella di un pettine di Dirac di passo P è a sua volta un pettine di Dirac di passo $1/P$, la trasformata di Fourier della successione di impulsi di una pulsar è quindi un pettine di Dirac i cui picchi sono modulati dalla funzione $\sin(\nu)/\nu$:

$$\hat{F}(\nu_n) = \frac{\sin(\pi W P \nu_n)}{\pi \nu_n} \quad (3.3)$$

in cui $\nu_n = n/P$ con $n = 1, 2, \dots, +\infty$. La potenza di una successione di impulsi periodici si distribuisce pertanto su un numero infinito di armoniche. Secondo le proprietà della funzione seno cardinale, non è necessario considerare

tutte le armoniche per recuperare la maggiorparte della potenza, ma solo quelle le cui ampiezze sono modulate dal primo lobo della funzione $\text{sinc}(x)$, cioè frequenze con indice $n = 1, 2, \dots, N$, in cui N è dato dalla soluzione dell'equazione $\sin(\pi W P \nu_N) = 0$ che individua il primo zero della funzione $\text{sinc}(x)$: $\pi W P \nu_N = \pi$. Sostituendo $\nu_N = N/P$ si ottiene $N \simeq 1/W$. Questo vuol dire che la potenza di una pulsar con un duty cycle $W = 0.2$ si distribuisce su circa 5 armoniche, ma nel caso di un duty cycle $W = 0.03$ bisogna considerare ~ 30 armoniche per recuperare gran parte della potenza.

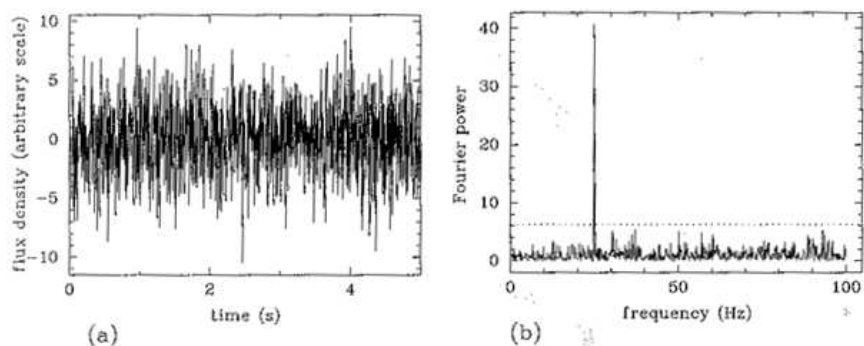


Figura 3.2: (a) serie temporale in cui è immerso un segnale a 25 Hz; (b) spettro di potenza relativo a tale serie temporale.

Per recuperare la potenza del segnale si utilizza allora la tecnica della *somma armonica incoerente*. Tale tecnica consiste nel dilatare la scala delle frequenze di un fattore 2, per poi sommare lo spettro risultante allo spettro originale. Il risultato di questa somma è un nuovo spettro, nel quale ad ogni frequenza ν corrisponde una potenza pari alla somma della potenza originaria, con quella della relativa seconda armonica di frequenza 2ν . La Fig. 3.3 illustra questo procedimento e evidenzia come tale procedura aumenti il rapporto S/N spettrale per i possibili candidati. Il rapporto S/N può essere ulteriormente aumentato se si sommano tra loro più dilatazioni dello spettro di potenza, corrispondenti a fattori 2^n con $n = 1, 2, \dots, N$, in cui N rappresenta il numero di dilatazioni sommate. L'analisi dei picchi nello spettro di potenza permette di individuare i possibili periodi P di eventuali segnali periodici. Tali periodi sono denominati *periodi candidati*.

La terza fase consiste nel produrre il profilo integrato per ogni periodo

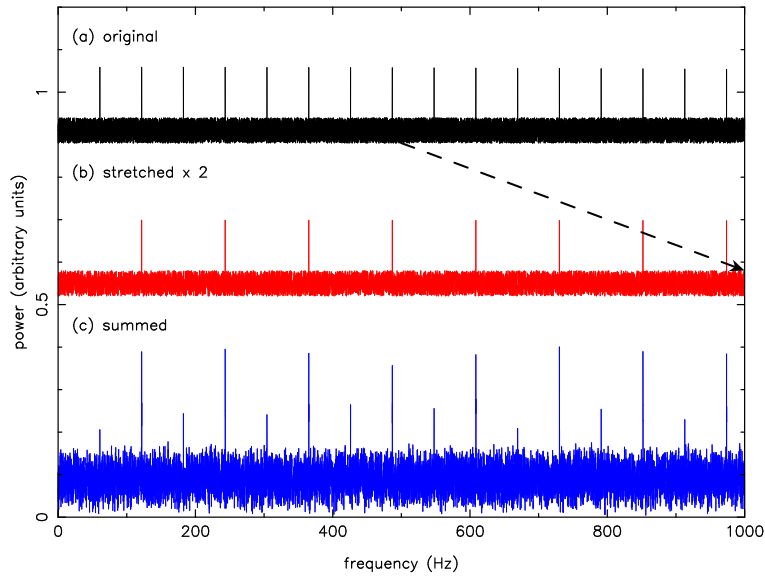


Figura 3.3: Procedura del folding armonico: a) spettro originale; b) scala delle frequenze dilatata di un fattore 2; c) somma dello spettro dilatato con lo spettro originale.

candidato, applicando la procedura di *folding* ai dati non dedispersi. Le serie temporali relative ad ogni singolo canale sono suddivise in intervalli di durata Δt_n . Tali intervalli sono denominati *sottointegrazioni*. Le serie temporali di ogni sottointegrazione sono a loro volta suddivise in sottointervalli di ampiezza uguale al periodo candidato e i sottointervalli relativi alla medesima sottointegrazione sono poi sommati tra loro (Fig. 3.4). Il risultato di tale somma è il profilo dell'impulso della sottointegrazione. In questo modo si ottengono $N \times M$ profili in cui, $M = T/\Delta t_n$ è il numero delle sottointegrazioni dove T è la durata dell'osservazione, e N è il numero dei canali di frequenza.

Il risultato di questa procedura è la creazione di un file chiamato *archivio* che può essere considerato come una matrice $N \times M$ di profili. I profili di tutte le sottointegrazioni sono infine sommati tra loro in fase tenendo conto del corretto ritardo dovuto alla DM per ottenere il profilo integrato.

Il periodo P così individuato non è ancora preciso poiché nello spettro di potenza della DFT compaiono solo le frequenze $\nu_k = \frac{k}{\delta t}$, dove δt è il tempo di campionamento della serie temporale. Pertanto il picco individuato corrisponde ad un periodo $P = \tilde{k}\delta t$. Il periodo vero del segnale individuato è compreso nell'intervallo $(\tilde{k} - 1/2)\delta t \leq P \leq (\tilde{k} + 1/2)\delta t$. Un discorso analogo vale

anche per la DM poiché le dispersioni sono eseguite per un certo numero di valori discreti all'interno dell'intervallo di interesse per questa grandezza. Ciononostante è comunque possibile raffinare il valore del P di folding e della DM e tale correzione è più o meno agevole a seconda dei valori scelti per il periodo delle sottointegrazioni Δt_n , il numero dei canali N_{chan} e il numero di bin b . La scelta del periodo della sottointegrazione deve tenere in considerazione l'errore sul periodo determinato nello spettro di potenza, di modo che il segnale non risulti troppo allargato quando sommato in fase con un periodo impreciso in una sottointegrazione. Inoltre dal momento che $S/N \propto \sqrt{N_{imp}P}$, dove N_{imp} è il numero degli impulsi, scegliere un Δt_n troppo piccolo significa avere pochi impulsi per sottointegrazione e quindi un S/N basso nella singola sottointegrazione. La scelta del numero dei canali influisce sulla risoluzione spettrale. La scelta del numero di bin a cui foldare invece, influisce sulla risoluzione temporale del profilo integrato. Impostarne un numero troppo grande porta ad un sovracampionamento del segnale, impostarne uno troppo piccolo determina una scarsa risoluzione temporale. Pertanto una scelta oculata dei valori per la durata delle sottointegrazioni, del numero dei canali in frequenza e del numero di bin del profilo permette un buon affinamento dei valori del periodo e della misura di dispersione.

3.2 Cosa ostacola la ricerca di pulsar

Durante la procedura di ricerca delle pulsar, il segnale ricevuto dal radiotelescopio nei vari puntamenti risulta spesso disturbato dalla presenza di interferenze. Queste si possono manifestare come persistenti nel tempo o come interferenze sporadiche, con l'effetto di complicare e rallentare la procedura di search. Se un'osservazione contenente una pulsar è affetta da segnali interferenziali, la pulsar potrebbe risultare non abbastanza intensa da essere registrata come candidato.

Il problema delle interferenze più grave nasce da quelle persistenti, a banda larga e periodiche dove queste ultime sono confondibili con il segnale proveniente dalle pulsar.

Quando viene analizzato lo spettro di potenza, possono essere rilevati migliaia di picchi come candidati pulsar. Al fine di velocizzare l'analisi dati

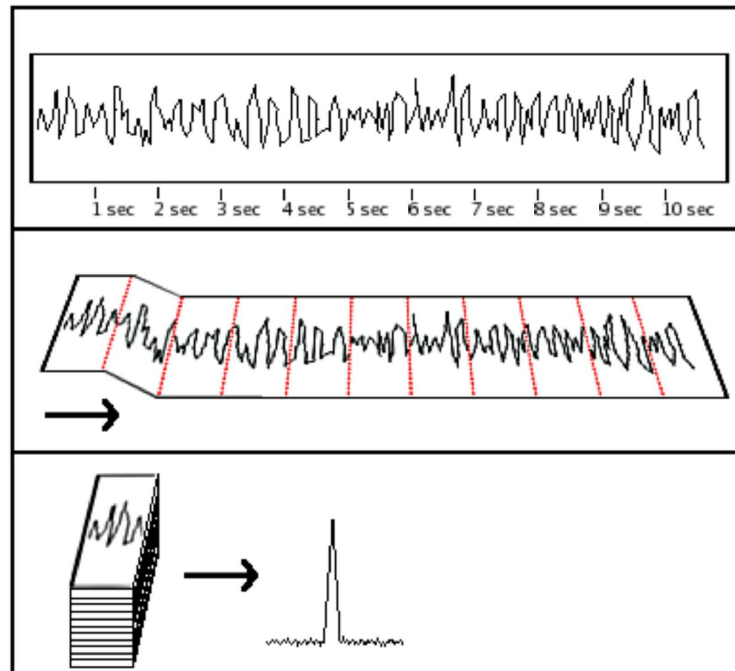


Figura 3.4: Illustrazione schematica del procedimento di folding. Il pannello superiore riporta una serie temporale, il pannello centrale indica la suddivisione in intervalli corrispondenti al periodo candidato, il pannello inferiore rappresenta il profilo integrato.

è conveniente limitare il numero di picchi da selezionare, in ordine decrescente di intensità. In questo modo tuttavia emerge un problema: infatti se i primi N picchi sono interferenze, l'eventuale pulsar presente tra i candidati non verrà selezionata. Di conseguenza l'individuazione e la catalogazione delle interferenze periodiche permette di escluderle dall'analisi delle successive osservazioni e di diminuire in tal modo la mole di candidati da esaminare.

3.3 Osservazioni

Le osservazioni sono state eseguite il giorno 11.11.2013 tra le 19 e le 23 e consistono in 48 puntamenti da 1 minuto, secondo lo schema riportato in tabella 3.5. Dei 48 puntamenti, 24 sono stati eseguiti alla frequenza centrale di 1340 MHz, gli altri 24 alla frequenza di 1372 MHz, con una larghezza di banda, per ogni frequenza, di 16 MHz. Il segnale è stato rilevato dal ricevitore in banda L, digitalizzato dal back-end Roach e registrato in formato baseband, con tempo di campionamento di 62.5 ns.

| Prima serie | | Seconda serie | | Terza serie | |
|-------------|----|---------------|----|-------------|----|
| AZ | E1 | AZ | E1 | AZ | E1 |
| 0 | 10 | 0 | 49 | 0 | 88 |
| 30 | 10 | 45 | 49 | 90 | 88 |
| 60 | 10 | 90 | 49 | 180 | 88 |
| 90 | 10 | 135 | 49 | 270 | 88 |
| 120 | 10 | 180 | 49 | | |
| 150 | 10 | 225 | 49 | | |
| 180 | 10 | 270 | 49 | | |
| 210 | 10 | 315 | 49 | | |
| 240 | 10 | | | | |
| 270 | 10 | | | | |
| 300 | 10 | | | | |
| 330 | 10 | | | | |

Figura 3.5: Schema dei puntamenti per le frequenze 1340 e 1372 MHz. Gli angoli in azimut 0° , 90° , 180° , 270° corrispondono rispettivamente alle direzioni N,E,S,W.

3.4 Riduzione e analisi dati

Come riportato nel paragrafo 3.3 i dati sono stati acquisiti in formato baseband. Quindi in accordo con la procedura di search, il punto di partenza della riduzione dati è la creazione dei canali in frequenza. Per ridurre la dimensione dei dati di input, pur mantenendo una buona risoluzione temporale, è stata applicata una decimazione in tempo. Queste operazioni sono state eseguite utilizzando la routine *digifil*, inclusa nella suite DSPSR, impostando $N_{chan} = 16$ e $t_{samp} = 50\mu s$, che corrispondono rispettivamente al numero dei canali ed al tempo di campionamento. Entrambi i valori sono scelti come valori di compromesso per avere, da una lato, una buona risoluzione temporale e spettrale e dall'altro tempi di elaborazione dati ragionevoli. Il risultato è la creazione di un file *filterbank*.

La dedispersione, eseguita con la routine *dedisperse* della suite SIGPROC, è stata eseguita soltanto per $DM = 0$ poichè il segnale delle interferenze, in quanto di origine terrestre, non subisce alcun effetto dispersivo. Dopo aver calcolato la FFT per ogni serie temporale dedispersa utilizzando la routine *seek* della suite SIGPROC, con la routine *spec*, sempre della suite SIGPROC, sono stati prodotti gli spettri di potenza senza però eseguire alcun folding armonico. Un'ispezione visuale, condotta per tutti i puntamenti, ha mostrato che si possono presentare una grande varietà di spettri. Per valutare il livello di "inquinamento" di ciascun puntamento sono stati considerati dei criteri qualitativi con i quali è stato

possibile classificare i vari spettri. Uno spettro in cui i picchi che emergono dal rumore occupano una buona porzione dell'intero intervallo di frequenze, è stato classificato come “sporco”. Uno spettro invece in cui i picchi più forti ricoprono solo un piccolo intervallo di frequenze è stato considerato come “pulito”. La via di mezzo tra questi due casi è stata considerata come rappresentativa di un puntamento mediamente disturbato. Lo spettro in Fig. 3.6 rappresenta un esempio di puntamento abbastanza pulito, lo spettro in Fig. 3.7 rappresenta un puntamento gravemente disturbato.

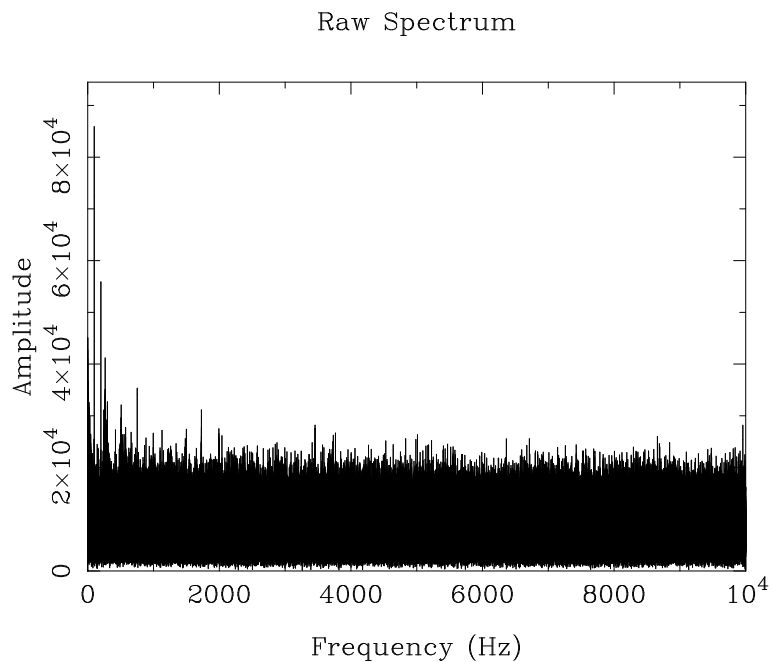


Figura 3.6: Esempio di spettro pulito ($Az = 0^\circ$, $El = 10^\circ$).

La procedura appena descritta ha permesso in prima istanza, un'analisi qualitativa della distribuzione spaziale delle interferenze. Tuttavia, in accordo con la procedura di search, per poterle escludere dalle osservazioni di pulsar è necessario catalogarle. Poiché la selezione dei candidati negli spettri di potenza può essere gestita dall'utente impostando opportunamente alcuni parametri, su alcuni spettri è stata eseguita una selezione preliminare, al fine di poter individuare i valori migliori per tali parametri. L'ispezione delle selezioni preliminari ha evidenziato che:

- i candidati rilevati variavano da periodi inferiori al millisecondo sino a periodi superiori al secondo

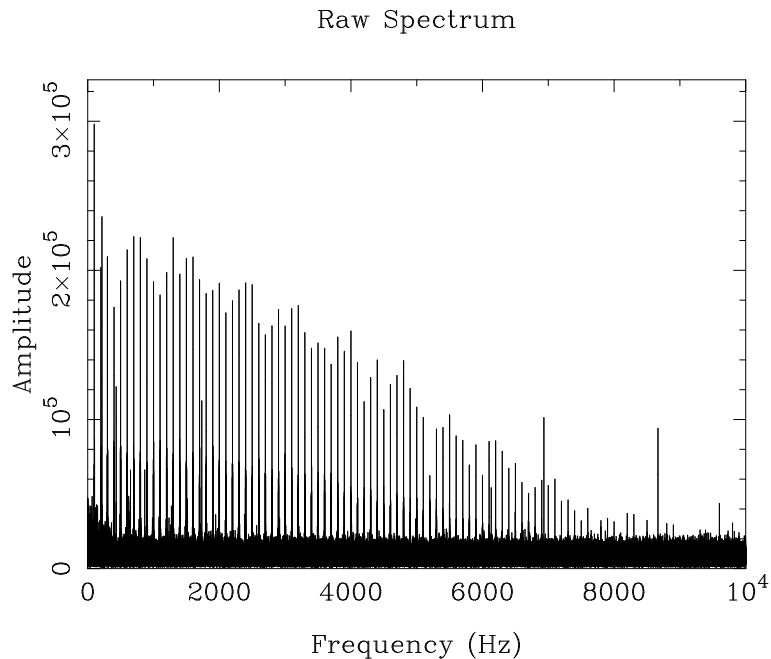


Figura 3.7: Esempio di spettro pesantemente disturbato ($Az = 0^\circ$, $El = 88^\circ$).

- alcuni candidati comparivano più volte con rapporti S/N spettrali diversi
- a seconda delle coordinate altazimutali, il rapporto S/N dei candidati variava entro due ordini di grandezza

Sulla base di tali considerazioni, per individuare tra i periodi candidati quelli che possono essere ragionevolmente considerati come interferenze rilevanti, si è scelto di applicare i seguenti criteri:

- sono stati considerati solo i candidati con rapporto $S/N > 6$
- tra le frequenze trovate, sono state individuate le fondamentali e le rispettive armoniche
- sono stati registrati i candidati presenti in due o più puntamenti

Dato l'elevato numero di candidati, i criteri di selezione esposti hanno richiesto l'utilizzo di ulteriori codici. Per i primi due è stata utilizzata la routine *best* (della suite SIGPROC), per quanto riguarda il terzo criterio, è stato creato uno script ad hoc che ha identificato tutti i candidati presenti in almeno due puntamenti e con un $S/N > 20$. Due candidati in due puntamenti distinti

sono stati considerati uguali se i loro periodi hanno soddisfatto la condizione $\Delta P/P < 10^{-3}$. Inoltre sono stati considerati soltanto periodi ≥ 1 ms, perché il periodo minimo registrato sino ad ora per una pulsar è $P = 1.396$ ms (J1748-2446ad, Hessel et al. 2006). Nella procedura di search, segnali con periodi più piccoli non interferirebbero con i risultati delle ricerche. I candidati trovati con la procedura appena descritta sono stati catalogati, riportando il loro P , il loro S/N e le coordinate relative al puntamento.

Gli archivi relativi ad ogni candidato sono stati prodotti impostando sottointegrazioni da 10 secondi, 16 canali in frequenza e 256 bin temporali per il profilo. I periodi dei candidati sono stati successivamente raffinati processando i relativi archivi con la routine *pdmp* (suite PSRCHIVE). Per un dato archivio infatti, questo codice cerca in un intervallo del periodo e della DM, i valori per i quali viene calcolato il più alto rapporto S/N .

3.5 Analisi degli archivi

Per indagare la natura delle interferenze è conveniente riportarne le caratteristiche principali su dei grafici. Un utile strumento per svolgere questo compito è fornito proprio dal software *pdmp* che riporta in output quattro grafici insieme ai seguenti parametri:

- periodo (Baricentrico e Topocentrico)
- misura di dispersione
- MJD baricentrico
- larghezza di banda
- frequenza centrale
- numero di sottointegrazioni
- numero di bin
- numero di canali in frequenza
- periodo del bin
- periodo della sottointegrazione

- periodo di integrazione

Nello stesso output sono inclusi anche:

- miglior periodo baricentrico e topocentrico (ms)
- correzione sul periodo (ms)
- errore nella correzione (ms)
- miglior misura di dispersione
- correzione nella misura di dispersione
- errore in questa correzione
- miglior frequenza topocentrica (Hz)
- errore (Hz)
- larghezza del profilo dell'impulso dopo le correzioni (ms)
- miglior S/N calcolato usando miglior periodo e misura di dispersione

In Fig. 3.8 è riportato un esempio di output. Dal primo grafico partendo dall'alto, si ricavano informazioni sul rapporto S/N in funzione della DM e del periodo dell'impulso. Il punto d'intersezione delle due linee blu indica il valore più alto del S/N.

Il secondo grafico riporta in ordinata il tempo di integrazione e in ascissa la fase. Supponendo che la serie temporale contenga un segnale interferenziale, tale grafico permette di capire se esso sia di tipo periodico o di tipo sporadico. Un'interferenza di tipo periodico è un segnale che si manifesta confinata in fase per tutto il tempo di integrazione, una sporadica si manifesta solo in alcune sottointegrazioni.

Il terzo grafico, riportando in ordinata i canali in frequenza e in ascissa la fase, permette di stabilire se l'interferenza sia a banda larga o a banda stretta.

Infine sotto i grafici a colori è presente il grafico del profilo integrato, dove in ordinata è riportata l'intensità dell'impulso e in ascissa la fase.

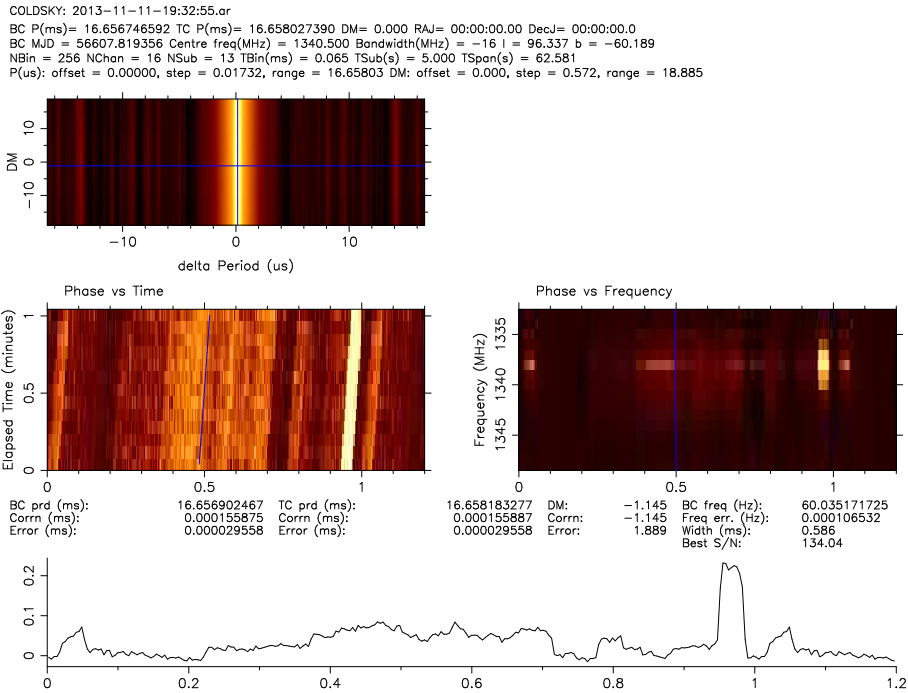


Figura 3.8: Esempio di output di pdmp. I grafici sono stati ottenuti foldando una serie temporale al periodo candidato $P = 16.656$ ms

3.5.1 Interferenze a banda stretta

Oltre alle interferenze periodiche, sono individuabili e rimovibili da dati di pulsar, anche interferenze non periodiche ma a banda stretta, cioè segnali con una larghezza di banda $\Delta\nu$ dell'ordine dell'ampiezza tipica dei canali in cui è suddivisa la banda di osservazione. Tali interferenze sono facilmente identificabili in un qualsiasi file archivio. Per identificarle è sufficiente sommare i profili nell'archivio rispetto al tempo e plottare una color scale dell'intensità del segnale rispetto alla fase e alla frequenza di osservazione. Esempi di tali interferenze sono visibili in Fig. 3.9 intorno alle frequenze di 1540 MHz e 1760 MHz.

Sulla base di queste considerazioni, per eseguire questa indagine, i dati di tutte le osservazioni sono stati foldati ad un periodo arbitrario e $DM = 0$.

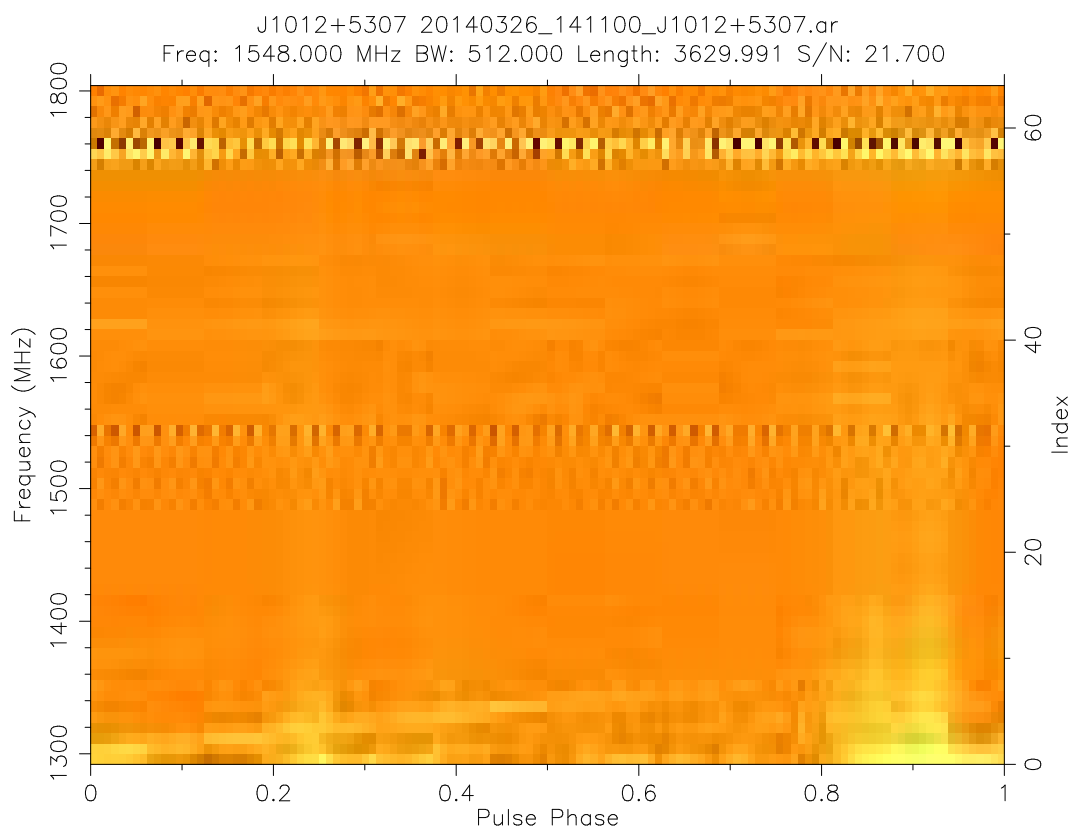


Figura 3.9: Esempio di interferenza a banda stretta.

Capitolo 4

Risultati

.Questo capitolo presenta i risultati della ricerca di interferenze periodiche condotta presso SRT.

Il primo paragrafo espone i risultati dell'esame degli spettri di potenza che, affiancata ad un'analisi quantitativa eseguita sui vari candidati, ha permesso di determinare la distribuzione spaziale delle interferenze. Il secondo paragrafo discute i risultati dell'analisi condotta secondo i criteri esposti nel paragrafo 3.5, con la quale sono stati trovati tra i periodi candidati, quelli che sono classificabili come interferenze. L'ultimo paragrafo riporta, a titolo di esempio, un'indagine sulla natura di due segnali periodici scelti arbitrariamente e il risultato della ricerca di interferenze a banda stretta.

4.1 Analisi degli spettri di potenza

L'ispezione visuale degli spettri, condotta secondo i criteri descritti nel paragrafo 3.4, ha fornito una classificazione preliminare dei puntamenti. Per avere informazioni sulla direzionalità delle regioni disturbate, si è scelto di riportare per entrambe le frequenze centrali, alcuni spettri di potenza ordinati per azimut ed elevazione. Esaminando ogni singola riga e colonna in Fig. 4.1 e Fig. 4.2 si possono facilmente trarre alcune considerazioni.

Una caratteristica comune ad entrambe le frequenze è che l'elevazione 88° appare come la più disturbata. Bisogna però tenere presente che i 4 puntamenti a questa elevazione sono molto vicini tra loro. Infatti l'angolo di 88° dista dallo zenit di soli 2° , quindi i 4 puntamenti possono essere considerati come un unico puntamento. L'angolo in azimut di 180° mostra di essere disturbato

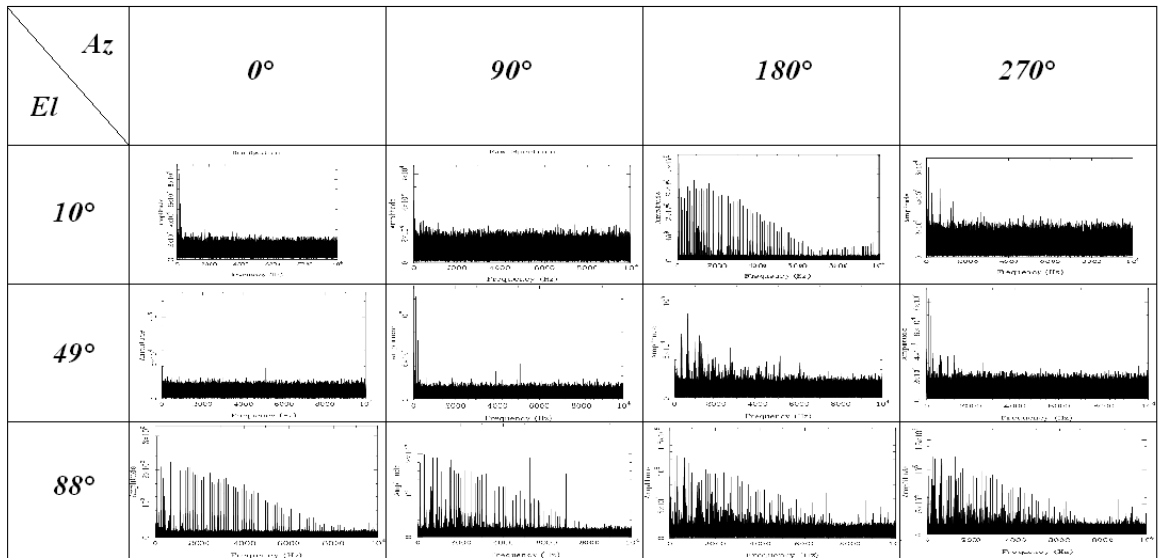


Figura 4.1: Tabella degli spettri per la frequenza: 1340 MHz. Le righe corrispondono agli angoli in elevazione mentre ogni colonna corrisponde ad un azimut preso con periodicit  90 .

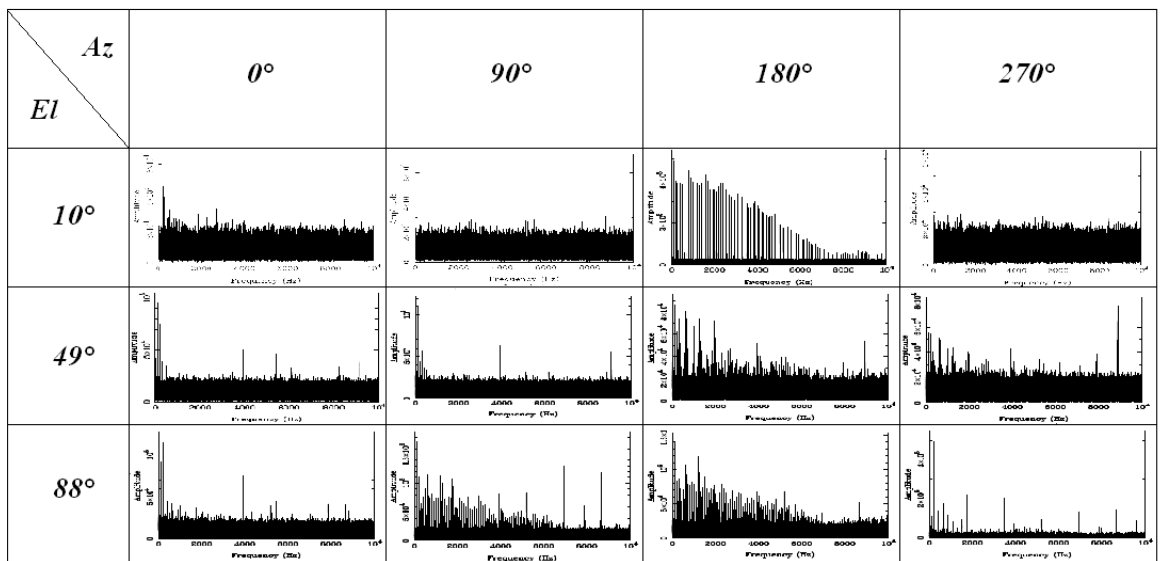


Figura 4.2: Analogo della tabella 4.1 per la frequenza 1372 MHz.

per ogni elevazione. Gli spettri corrispondenti ad $Az = 0^\circ$ e $Az = 90^\circ$ sono classificati come puliti mentre i due relativi ad $Az = 270^\circ$ sono classificati come mediamente disturbati.

Una caratterizzazione dettagliata del sito tuttavia non si pu  basare

unicamente su dei criteri qualitativi. Per questo motivo è stato definito il parametro di inquinamento $P_{\text{inq}} \equiv N_{\text{cand}} \times \langle S/N \rangle$, in cui N_{cand} è il numero di candidati con $S/N > 6$ e $\langle S/N \rangle$ è il valore medio del rapporto segnale rumore dei candidati nello spettro considerato. Un rapido confronto con le valutazioni qualitative ha portato a considerare sostanzialmente puliti gli spettri per cui $P_{\text{inq}} \leq 50$ e totalmente disturbati gli spettri per cui $P_{\text{inq}} \geq 300$.

Le figure 4.3 e 4.4 mostrano in scala di colori i grafici relativi al parametro di inquinamento in funzione delle coordinate orizzontali dei puntamenti, separatamente per le due frequenze centrali delle osservazioni. Si è scelto di rappresentare le varie elevazioni con anelli distinti, poiché la separazione angolare tra i vari puntamenti è così elevata da rendere senza significato una qualsiasi interpolazione.

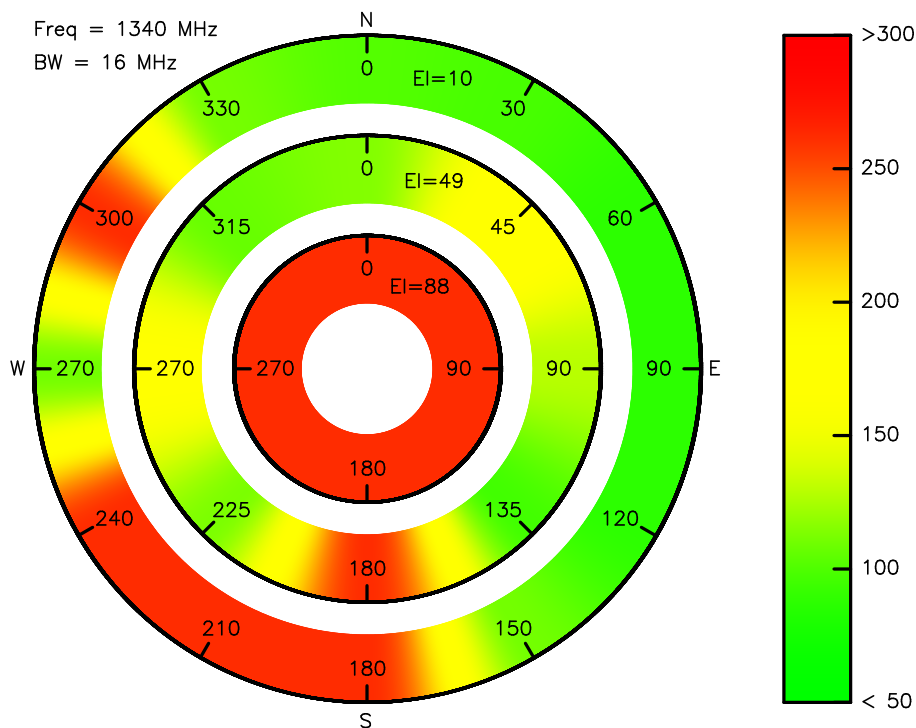


Figura 4.3: Livello di inquinamento in funzione delle coordinate altazimutali per la frequenza 1340 MHz. Le circonferenze concentriche corrispondono agli angoli in elevazione, mentre le direzioni in azimuth sono indicate dalle tacchette su ognuna di esse. Il livello di inquinamento è indicato dalla scala a colori a fianco ad ogni grafico polare.

In entrambi i grafici si nota che ad $El = 10^\circ$ ed $El = 49^\circ$ le direzioni comprese tra $Az = 330^\circ$ e $Az = 150^\circ$ sono sostanzialmente poco affette da

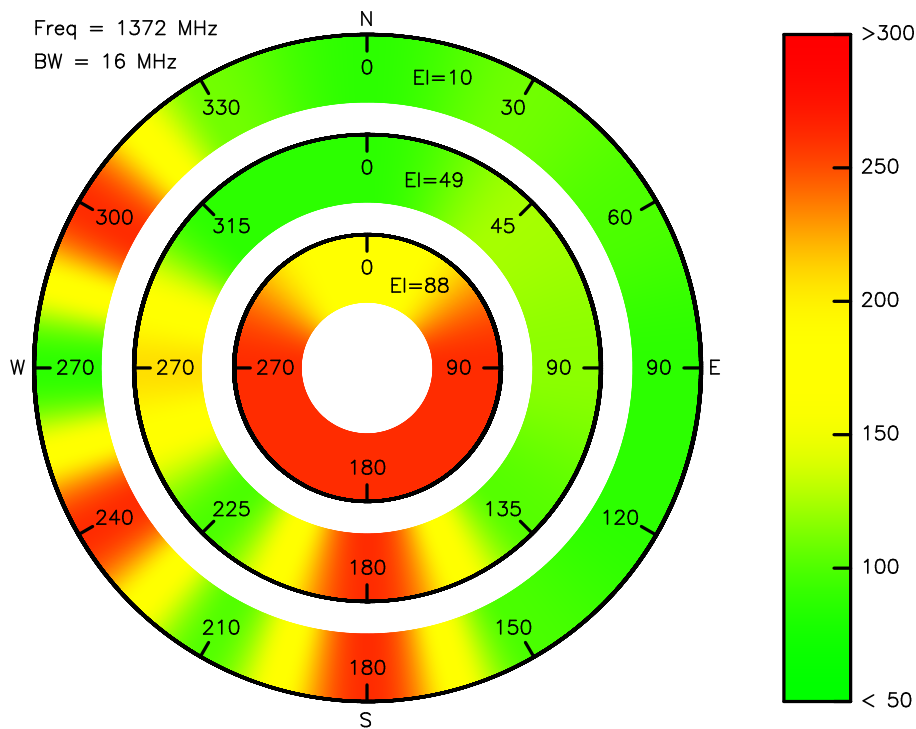


Figura 4.4: Analogo della tabella 4.3 per la frequenza 1372 MHz.

interferenze, tutte le direzioni ad $El = 88^\circ$ sono gravemente compromesse, così come tutte quelle ad $Az = 180^\circ$ sono pesantemente disturbate a tutte le elevazioni. In quest'ultimo caso bisogna considerare la presenza del box AP proprio a tale azimut, pertanto è ragionevole concludere che la principale causa delle interferenze in questa direzione sia da identificare negli apparati presenti in questo container. Ulteriori direzioni disturbate ad entrambe le frequenze sono rilevabili ad $Az = 270^\circ$, $El = 49^\circ$ (ad un livello moderato), a $El = 10^\circ$ nelle direzioni $Az = 240^\circ$ e $Az = 300^\circ$. La direzione $Az = 210^\circ$ $El = 10^\circ$ risulta compromessa alla frequenza di 1340 MHz ma sostanzialmente pulita alla frequenza di 1372 MHz, mentre la direzione $Az = 45^\circ$ $El = 49^\circ$ risulta moderatamente inquinata alla frequenza più bassa e sostanzialmente pulita a quella più alta.

4.2 Catalogazione dei segnali periodici interferenti

Dall'analisi condotta seguendo le metodologie descritte nel capitolo 3, sono stati individuati circa mille candidati presenti in almeno due puntamenti, con

$S/N > 6$. Non potendoli discutere tutti è stato necessario eseguire una scrematura al fine di riportare quelli più significativi. Si è scelto quindi di considerare tutti i segnali con $S/N > 20$. Le Fig. 4.5 e 4.6 riportano i segnali selezionati rispettivamente per 1340 MHz e 1372 MHz.

| P_{medio} (ms) | ΔP (ms) | S/N_{max} | Numero puntamenti |
|-------------------------|-----------------|--------------------|-------------------|
| 1,003 | 0 | 25,5 | 4 |
| 1,43679 | 2E-06 | 29,1 | 7 |
| 1,57234 | 0 | 40,7 | 6 |
| 1,6024 | 0,0004 | 31,5 | 6 |
| 1,634 | 4E-07 | 20,7 | 5 |
| 1,65768 | 0 | 28,8 | 4 |
| 1,98758 | 0,0005 | 26,3 | 4 |
| 2,0126 | 0,0005 | 34,5 | 5 |
| 2,47987 | 0 | 37,4 | 3 |
| 2,524 | 0,003 | 33,6 | 5 |
| 2,6087 | 0 | 29,1 | 3 |
| 3,08643 | 0 | 43 | 8 |
| 3,68421 | 0 | 31 | 6 |
| 4,11766 | 0 | 31,2 | 5 |
| 4,90199 | 1E-05 | 28,7 | 3 |
| 4,923 | 0,003 | 38,9 | 5 |
| 5,0826 | 0,0002 | 35,5 | 2 |
| 5,38462 | 2E-05 | 24,9 | 3 |
| 6,36365 | 0 | 34 | 5 |
| 7,573 | 0,002 | 25,5 | 3 |
| 7,7776 | 0 | 28,2 | 4 |
| 8,66675 | 0 | 22,5 | 2 |
| 8,75 | 0,0001 | 45 | 3 |
| 10,0002 | 0,0008 | 221,9 | 13 |
| 10,309 | 0 | 24,3 | 3 |
| 10,336 | 0,001 | 22,9 | 4 |
| 11,9049 | 0 | 30,6 | 5 |
| 12,8573 | 0 | 20,4 | 3 |
| 13,7501 | 0 | 26,3 | 3 |
| 15,7142 | 0,0001 | 24,1 | 5 |
| 16,2501 | 0 | 23,9 | 3 |
| 16,658 | 0 | 199,1 | 5 |
| 18,5717 | 0 | 23,6 | 3 |

Figura 4.5: Elenco dei periodi candidati con $S/N > 20$ per la frequenza 1340 MHz. La prima colonna riporta la media del periodo candidato eseguita su quelli considerati uguali entro l'errore (vedi paragrafo 3.5), la seconda l'intervallo entro il quale si è riscontrato il segnale, la terza e la quarta riportano rispettivamente il rapporto segnale-rumore massimo ed il numero di puntamenti in cui è stato osservato il segnale.

Una prima considerazione evidente, è che il numero dei candidati per 1340 MHz è circa il triplo di quelli trovati per 1372 MHz.

Il candidato con periodo 10.0002 ms, corrispondente alla frequenza di 100 Hz, è quello presente in più puntamenti con il più elevato S/N. In realtà

| P_{medio} (ms) | ΔP (ms) | S/N_{max} | Numero puntamenti |
|-------------------------|-----------------|--------------------|-------------------|
| 1,01627 | 5E-06 | 22,5 | 2 |
| 1,57234 | 0 | 22,1 | 6 |
| 3,04349 | 0 | 45,7 | 2 |
| 3,0864 | 0,0001 | 32,4 | 8 |
| 4,11766 | 0 | 45,6 | 3 |
| 4,6156 | 0,0002 | 24,5 | 3 |
| 4,90198 | 0 | 22,3 | 5 |
| 7,77776 | 0 | 47,4 | 2 |
| 8,75 | 0 | 65,9 | 3 |
| 10,0002 | 0,0008 | 402,6 | 17 |
| 11,9049 | 0 | 21,7 | 3 |

Figura 4.6: Elenco dei periodi candidati con $S/N > 20$ per la frequenza 1372 MHz. La tabella è costruita in maniera analoga alla tab. 4.5.

la frequenza fondamentale di questo segnale è 50 Hz: tuttavia si è scelto di riportare la sua prima armonica per l'elevato rapporto S/N. Un altro segnale che spicca, in termini di S/N, è quello con periodo $P = 16.6580$ ms, che entro l'errore risulta essere un'armonica di 50 Hz. L'aspetto interessante di questo segnale è che si manifestato solo nella banda centrata su 1340 MHz, al solo angolo in elevazione $El = 10^\circ$, in una zona di cielo compresa tra $AZ = 150^\circ$ e $Az = 270^\circ$. Al contrario degli altri segnali individuati, mostra di provenire da una zona ben determinata. Infine per la maggior parte dei puntamenti, i segnali con $S/N > 30$ sono le armoniche o le fondamentali della frequenza 50 Hz.

4.3 Ispezione visuale degli archivi

Per indagare la natura di alcune interferenze individuate, si è scelto di riportare a titolo di esempio, i risultati dell'ispezione visuale di due candidati con un alto S/N. Per entrambe è stato creato un archivio, la cui serie temporale è stata foldata al periodo candidato. Sono poi stati generati i due seguenti grafici in Fig. 4.7 e Fig. 4.8:

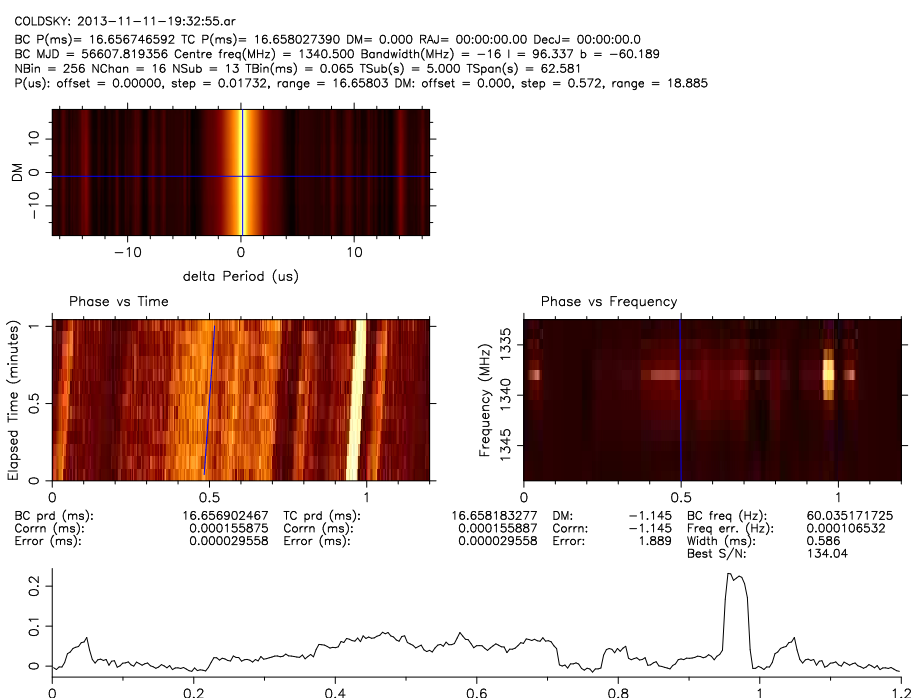


Figura 4.7: Esempio di interferenza a banda stretta. Il segnale è un armonica della frequenza 50 Hz. ($P = 16.658027$ ms , $Az = 180^\circ$ $El = 10^\circ$).

Sulla base delle argomentazioni esposte nel paragrafo 3.5, il grafico dei canali in funzione della fase, mostra chiaramente che il primo candidato è un'interferenza confinata in una sottoporzione di banda attorno a 1338 MHz, mentre il secondo è un'interferenza banda larga.

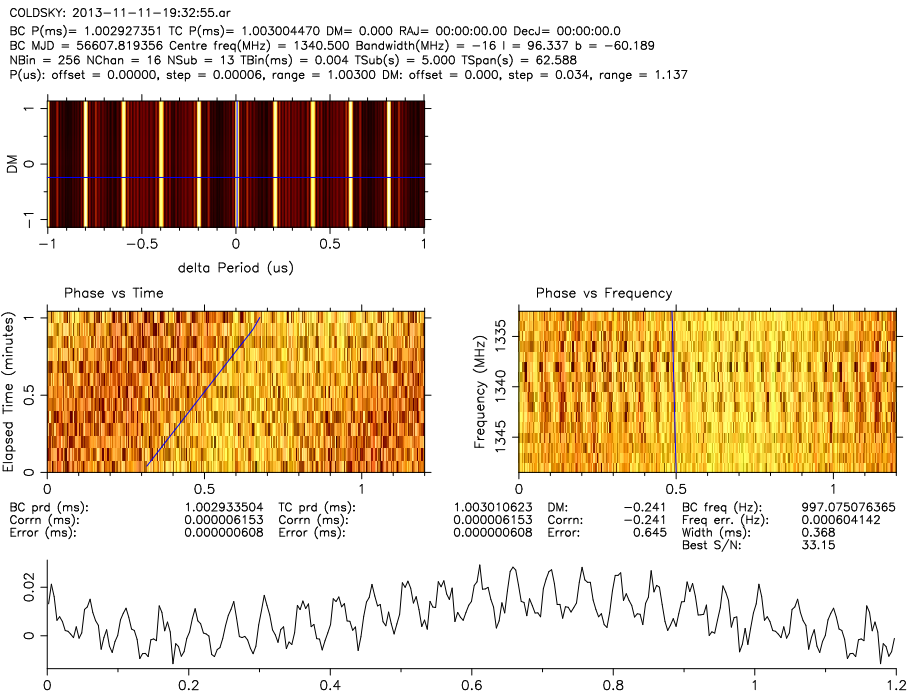


Figura 4.8: Esempio di interferenza a banda larga ($P = 1.0037 \text{ ms}$, $Az = 180^\circ$ $El = 10^\circ$).

4.3.1 Ricerca di segnali non periodici a banda stretta

Dall'ispezione visuale dei grafici, ottenuti secondo i criteri descritti nel paragrafo 3.5.1, emerge che per entrambe le bande di osservazione non sono presenti canali sporchi. Di seguito sono riportati, a scopo illustrativo due dei 48 grafici ottenuti (Fig. 4.9 e Fig. 4.10) :

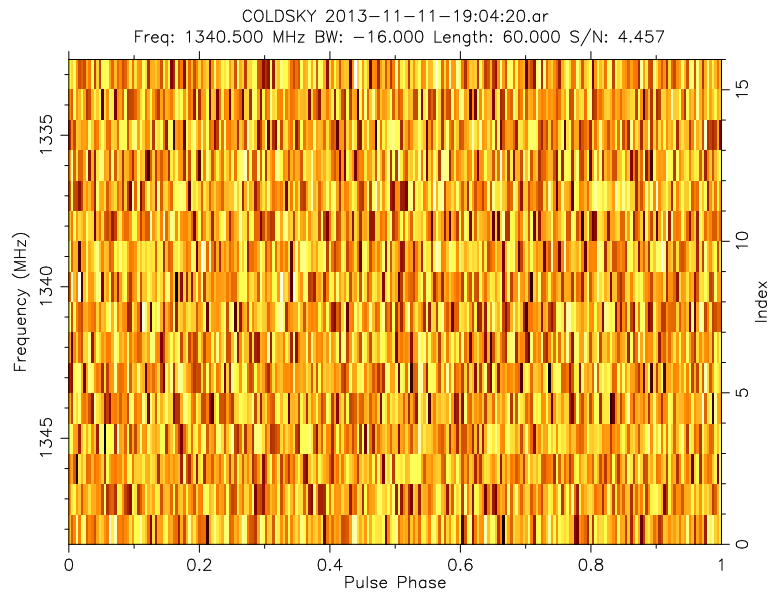


Figura 4.9: Frequenza centrale: 1340 MHz. $Az = 0^\circ$ $EL = 10^\circ$.

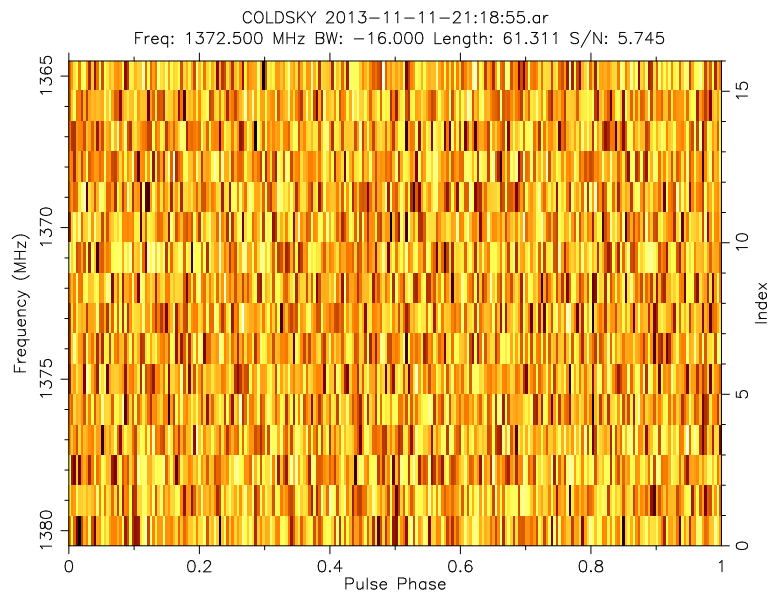


Figura 4.10: Frequenza centrale: 1372 MHz. $Az = 0^\circ$ $EL = 10^\circ$.

È ragionevole ipotizzare che questo risultato sia strano, tuttavia l'indagine di tale non detezione va oltre gli obiettivi del lavoro svolto.

4.4 Conclusioni e sviluppi futuri

Il lavoro condotto in questa tesi rappresenta un punto di partenza per la ricerca di interferenze condotta in accordo con le metodologie utilizzate nella search. Questo tipo di ricerca non prevede un metodo standard da seguire. I criteri scelti nell'affrontare il problema, essendo stati valutati nel corso del lavoro, saranno sicuramente oggetto di revisioni e miglioramenti durante le future campagne di caratterizzazione del sito del Sardinia radio Telescope.

L'esame della distribuzione spaziale delle interferenze ha mostrato che per le due bande di osservazione studiate, nel giorno 13/11/2013, tra le 19 e le 23, esiste una regione di cielo poco disturbata ad azimuth compresi tra 330° e 150° . Con semplici considerazioni geometriche si può mostrare che tale regione è attraversata da quasi tutte le sorgenti visibili con SRT, durante il loro moto apparente sopra l'orizzonte. Questo risultato, se confermato in nuove osservazioni eventualmente eseguite ad orari del giorno differenti, implicherebbe che tali sorgenti possono essere osservate in condizioni di bassa contaminazione da interferenze periodiche locali.

L'elenco dei candidati trovati rappresenta un valido punto di partenza per la creazione di un catalogo di interferenze periodiche, sulla base del quale sarà possibile realizzare programmi ad-hoc che rimuovano automaticamente dalla lista dei candidati quelli che sono già stati catalogati come interferenze.

La caratterizzazione dettagliata del sito del Sardinia Radio Telescope richiede, da un lato, una serie di campagne di puntamenti che coprano uniformemente tutte le direzioni di osservazione; campagne pianificate in modo tale che ogni direzione sia monitorata a diverse ore del giorno. Dall'altro lato, è necessario che i dati siano acquisiti su tutta la larghezza di banda ($BW = 512 \text{ MHz}$) del ricevitore in banda L.

Bibliografia

- Backer, D. C., Kulkarni, S. R., Heiles, C., Davis, M. M., & Goss, W. M. 1982, *Nature*, 300, 615
- 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. 2003, *Nature*, 426, 531
- Cohen, J. M., Lapidus, A., & Cameron, A. G. W. 1969, *Ap&SS*, 5, 113
- Gold, T. 1968, *Nature*, 218, 731
- Goldreich, P. & Julian, W. H. 1969, *ApJ*, 157, 869
- Gould, D. M. & Lyne, A. G. 1998, *MNRAS*, 301, 235
- Hessels, J. W. T., Ransom, S. M., Stairs, I. H., Freire, P. C. C., Kaspi, V. M., & Camilo, F. 2006, *Science*, 311, 1901
- Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., & Collins, R. A. 1968, *Nature*, 217, 709
- Hulse, R. A. & Taylor, J. H. 1975, *ApJ*, 195, L51
- Large, M. I., Vaughan, A. E., & Mills, B. Y. 1968, *Nature*, 220, 340
- Lyne, A. G., Burgay, M., Kramer, M., Possenti, A., Manchester, R. N., Camilo, F., McLaughlin, M. A., Lorimer, D. R., D'Amico, N., Joshi, B. C., Reynolds, J., & Freire, P. C. C. 2004, *Science*, 303, 1153
- Melzer, D. W. & Thorne, K. S. 1966, *ApJ*, 145, 514
- Pacini, F. 1967, *Nature*, 216, 567

Staelin, D. H. & Reifenstein, III, E. C. 1968, *Science*, 162, 1481

Young, M. D., Manchester, R. N., & Johnston, S. 1999, *Nature*, 400, 848

Ringraziamenti

Un grande ringraziamento va innanzitutto al mio relatore, il Prof. Nicolò D'Amico, per avermi dato l'opportunità di svolgere questo lavoro di Tesi.

Ringrazio tantissimo i miei correlatori Alessandro Corongiu, Marta Burgay e Andrea Possenti che sono stati estremamente disponibili nei miei confronti e mi hanno supportato sia da un punto di vista umano che professionale. Se il lavoro che ho svolto è stato una bella esperienza il merito va a loro. Un ringraziamento particolare va ad Alessandro che mi ha seguito passo per passo, mi ha dato sempre ottimi consigli dimostrandomi sempre un'infinita disponibilità e per l'attenzione e la cura con cui ha seguito il mio lavoro.

Non ci sono parole per descrivere l'immensa gratitudine ai miei genitori, ai miei nonni e a tutta la mia famiglia che ha sempre creduto in me e mi dato la possibilità di raggiungere questo importante traguardo della mia vita.

Grazie ad Erica per il suo amore, che mi ha permesso di superare i momenti più difficili e vivermi con gioia questo periodo della mia vita.

Grazie a tutti i miei amici che saranno sempre un solido punto di riferimento nella mia vita.