

CAPITOLO 2

CONSIDERAZIONI OSSERVATIVE

Lo scopo principale di una *pulsar survey* è quello di rivelare il maggior numero di oggetti in modo da poter effettuare studi statistici sulla loro popolazione. Queste ricerche sono effettuate osservando attentamente i parametri caratteristici di queste stelle come per esempio il periodo, la densità di flusso, oppure la posizione all'interno della nostra galassia. Naturalmente le ricerche non sono eseguite tutto allo stesso modo: alcune, per esempio, compiono osservazioni ad alte frequenze, altre a basse; alcune hanno un'elevata sensibilità, ma hanno bisogno di un lungo tempo d'integrazione, altre, invece, hanno bisogno di un rapido tempo di campionamento per poter osservare oggetti con bassissimo periodo di rotazione, ma necessitano di computer molto potenti, per poter analizzare un'enorme quantità di dati. In generale si può dire che ogni ricerca, essendo in molti aspetti diversa dalle altre, ha potuto rivelare solo una frazione della popolazione di pulsar esistente. I risultati di queste ricerche, però, come quelli di qualsiasi esperimento indirizzato alla rilevazione di sorgenti nell'universo, sono condizionati anche dagli effetti di selezione; basti pensare che su una stima di 10^5 possibili pulsar attive nella galassia, solo poco più di mille sono state osservate. In generale si può affermare che questi effetti, che in pratica hanno limitato l'osservazione di sorgenti deboli situate a grandi distanze, hanno influito sul volume dei parametri che una data *survey* poteva campionare.

I fattori principali (su di un insieme più vasto) che incidono sulla osservabilità di una pulsar sono:

- La sua densità di flusso S , il cui valore è determinato dalla luminosità L e dalla distanza d dell'oggetto dalla terra secondo la formula $S(\mathbf{n}) = \frac{L(\mathbf{n})}{4\pi d^2}$. L'unità di misura del flusso è il *Jansky* (Jy) che vale $10^{-26} \text{ watt} \cdot \text{Hz}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$.

E' generalmente accettato che la radiazione (l'impulso) emessa dalle pulsar è osservata quando il *beam* intercetta la terra. Sfortunatamente la conoscenza della forma e dell'orientazione di questo *beam* sono molto limitate e non è possibile calcolare con esattezza la luminosità di questi oggetti. Si adotta allora come luminosità, a radio frequenze, di una pulsar il semplice parametro $L \approx Sd^2$, dove S è la densità di flusso medio a 400 MHz e d la distanza dell'oggetto misurata in *kpc* (si assume questo valore per la luminosità anche perché l'angolo solido, intercettato dal *beam* di una pulsar ruotante, è solo una frazione di 4π).

- L'allargamento dell'impulso, dovuto alla propagazione della radiazione attraverso il mezzo interstellare (un'onda elettromagnetica è soggetta ad interazioni con il plasma, le quali determinano una degradazione delle informazioni trasportate), a cui contribuiscono in modo predominante i fenomeni fisici dello *scattering* e della dispersione. Il primo, dovuto alla presenza di irregolarità nella densità elettronica del mezzo attraversato, e causa dei ritardi nell'arrivo dei segnali sul ricevitore, il secondo è caratterizzato dal fatto che il segnale, attraversando il mezzo interstellare, diventa frequenza dipendente, la radiazione di più bassa frequenza arriva dopo quella più alta sul ricevitore.
- L'apparato ricevente, (particolare importanza ha il tempo con cui è campionato il segnale, ed il corrispondente filtro antialiasing, questi allargano l'impulso e limitano il periodo delle possibili pulsar osservabili) la risoluzione in frequenza Δn , la frequenza di osservazione (che incide sullo *scattering*, sul flusso ecc.).

2.1 Determinazione della dispersione e dello scattering

Il mezzo interstellare pone dei grossi limiti alla possibilità dei ricercatori di osservare le pulsar; le particelle che costituiscono il gas, infatti, condizionano le proprietà di propagazione di un'onda elettromagnetica. Gli elettroni liberi, presenti lungo la linea di vista tra la pulsar e la terra, sono causa dei fenomeni fisici della dispersione e dello *scattering*. Nella dispersione, poiché la radiazione elettromagnetica emessa da qualsiasi tipo di sorgente non è monocromatica, ma composta da un insieme di onde sovrapposte di frequenza diversa, e poichè l'indice di rifrazione è funzione della frequenza ($n = n(\nu)$, nel vuoto non si ha dispersione) la radiazione di più bassa frequenza viene dispersa maggiormente di quella più alta, e dà luogo ad un ritardo nell'arrivo dei segnali

sul ricevitore. Come dimostreremo fra poco, questo ritardo aumenterà con il diminuire della frequenza e sarà proporzionale alla densità elettronica del mezzo ed alla distanza.

Se si indica con n_r l'indice di rifrazione del mezzo attraversato, il cui valore può essere determinato dalla seguente relazione:

$$n_r = \sqrt{1 - \left(\frac{n_p}{n}\right)^2} \quad 2.1$$

(quest'espressione evidenzia subito la dipendenza dell'indice di rifrazione dalla frequenza), e con n la frequenza di osservazione, possiamo ricavarci la velocità di gruppo V_g :

$$V_g = c \cdot n_r = c \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_p}{n}\right)^2} \quad 2.2$$

(La quantità n_p , che compare nelle espressioni precedenti, prende il nome di frequenza di plasma, essa dà una misura della mobilità del gas di elettroni. Il suo valore può essere ricavato mediante l'espressione seguente:

$$n_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} = 9.1 \cdot 10^3 \sqrt{n_e} \quad (\text{Hz}) \quad 2.3$$

Le varie costanti che compaiono nella formula indicano: e ed m_e la carica e la massa dell'elettrone, ed n_e la densità elettronica del mezzo. La frequenza di plasma rappresenta il valore al di sotto del quale non si può avere più propagazione della radiazione¹). Il fatto che le onde elettromagnetiche si propagano con la velocità di gruppo e che questa velocità, come si può notare dall'equazione 2.2, varia con la frequenza, è il motivo per cui si verifica la dispersione dell'impulso emesso dalle pulsar. Il tempo di arrivo di questi segnali, come si dimostrerà a breve, dipende dalla frequenza alla quale essi sono misurati.

Le frequenze di osservazione sono sempre molto maggiori di quella di plasma, perciò si può sviluppare in serie l'equazione 2.2, ottenendo per la velocità di gruppo l'espressione approssimata:

¹ Nel vuoto la frequenza di plasma assume il valore zero, come si evince dall'equazione 2.3, e l'indice di rifrazione il valore uno, questo dimostra che nel vuoto le onde elettromagnetiche non sono disperse.

$$V_g \approx c \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\mathbf{n}_p}{\mathbf{n}} \right)^2 \right] \quad 2.4$$

tramite questa relazione possiamo calcolare il tempo impiegato da un'onda elettromagnetica per attraversare un certo strato di spessore l :

$$T_{arrivo} = \int_0^l \frac{ds}{V_g} = \frac{l}{c} + \frac{1}{2} \frac{e^2}{\mathbf{p} m_e \mathbf{n}^2} \int_0^l n_e ds \quad 2.5$$

(la frequenza \mathbf{n} è misurata in MHz).

La quantità:

$$\int_0^l n_e ds = DM \quad 2.6$$

è chiamata misura di dispersione² ed è misurata in $cm^{-3} \cdot pc$. Una stima della distanza di una pulsar può essere ottenuta dalla dispersione della radiazione, dovuta al passaggio del segnale attraverso il mezzo interstellare ionizzato. Il valore di questa dispersione è, come si è dimostrato, direttamente in relazione con la densità di elettroni liberi lungo la linea di vista tra l'osservatore e la sorgente di radiazione. L'interpretazione della misura di dispersione di una pulsar come distanza richiede un modello di distribuzione di elettroni nello spazio interstellare. Questo modello può essere costruito, basandosi sulla conoscenza delle distanze delle pulsar, attraverso altri indicatori quali possono essere per esempio, la misura della loro parallasse annua (anche se questa può essere calcolata su un numero limitato di oggetti, quelli entro un Kpc dal Sole), l'assorbimento dell'idrogeno neutro, l'associazione di pulsar con resti di *supernovae* (SNR_s) ecc. Da questi indicatori si è constatato che il valore medio $\langle n_e \rangle$ di elettroni liberi è di circa $0.03 cm^{-3} \cdot pc$ su una larga porzione della galassia³ (con questo valore medio di densità elettronica, per esempio, una misura di dispersione di $30 cm^{-3} \cdot pc$ implica una distanza di circa $1000 pc$).

Il tempo di arrivo di un segnale, calcolato a due frequenze differenti, può essere stimato dalla seguente relazione:

² DM sta ad indicare Dispersion Measure.

³ In realtà è stato fatto un modello che consente di stimare n_e punto per punto nel disco galattico (Taylor&Cordes 1993).

$$\Delta t_a = t(\mathbf{n}_1) - t(\mathbf{n}_2) = \frac{DM \cdot e}{2pm_e} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) = \frac{DM}{(2.41 \cdot 10^{-4})} \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \quad 2.7$$

Come già indicato, si può osservare che il tempo di arrivo dei segnali è proporzionale alla densità elettronica integrata del mezzo attraversato (misura di dispersione). Per diminuire gli effetti della dispersione sul segnale, si è soliti suddividere la banda di osservazione in tante sottobande, canali, di larghezza $d\mathbf{n}$; poiché questa larghezza è finita, e non infinitamente piccola, causa anch'essa, sia pure in misura minore, una dispersione del segnale. Il fenomeno si manifesta come un allargamento del segnale (impulso). L'allargamento può essere calcolato mediante l'equazione seguente:

$$dt_{DM} = \frac{e^2}{pm_e} \frac{1}{n} DM d\mathbf{n} = \frac{1}{(2.41 \cdot 10^{-4})} \frac{DM}{n^3} d\mathbf{n} \quad 2.8$$

da questa espressione si evidenzia come la quantità dt_{DM} aumenti quando si hanno alte DM e basse frequenze osservative.

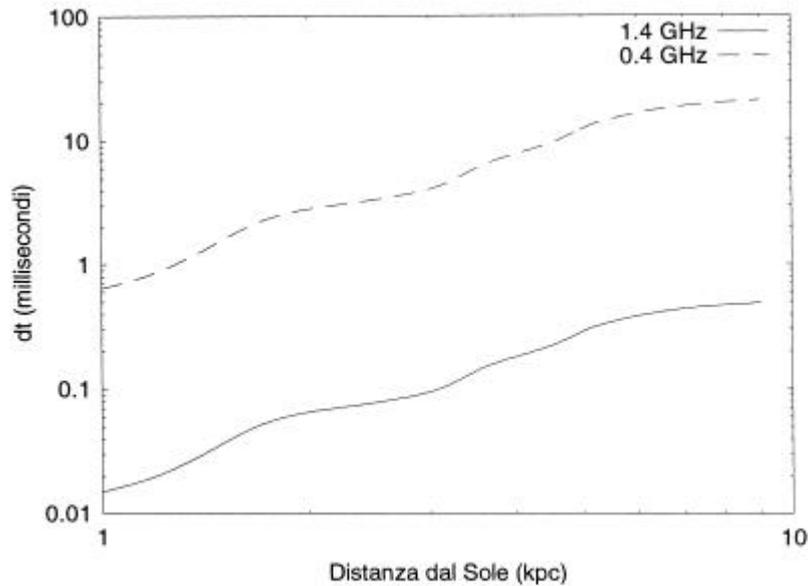


Figura 1 il grafico mostra la variazione di dt_{DM} per osservazioni condotte a due differenti frequenze 1.4 GHz e 0.4 GHz lungo il piano galattico $l = 0^\circ, b = 0^\circ$, e per $d\mathbf{n} = 0.25$ MHz (la figura è in scala logaritmica).

La Figura 1 mostra la variazione di dt_{DM} per osservazioni indirizzate verso il centro galattico $l=0^\circ, b=0^\circ$, a due differenti frequenze di osservazione 1.4 GHz e 0.4 GHz con $dn = 0.25$ MHz in funzione della distanza dal Sole. Il grafico mostra come il valore di questa grandezza aumenti in modo molto rapido per le osservazioni indirizzate verso le parti più interne della nostra galassia; il fenomeno è giustificato dal fatto che in questa direzione sono concentrate le maggiori quantità di gas interstellare. La figura inoltre mostra come siano più influenzate dagli effetti della dispersione le ricerche condotte a basse frequenze osservative.

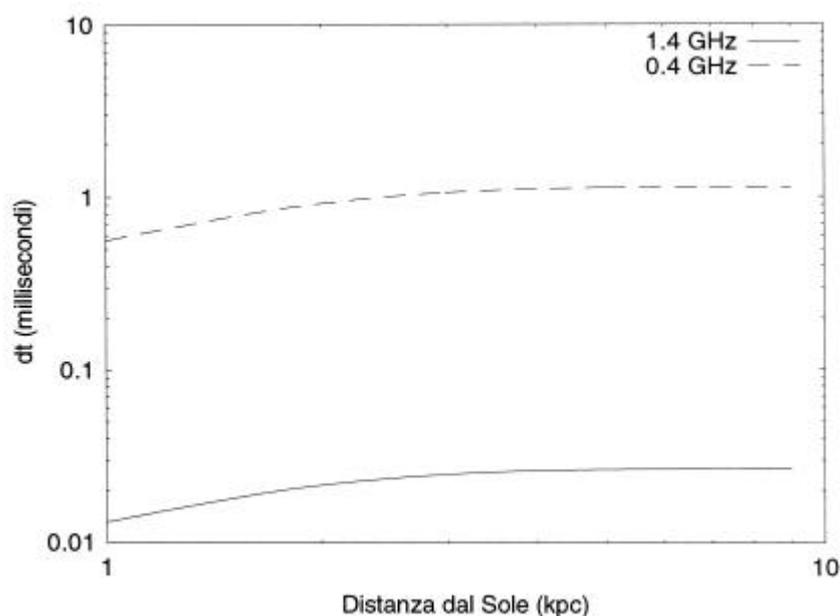


Figura 2 Il grafico mostra la variazione di dt_{DM} per osservazioni condotte a due differenti frequenze 1.4 GHz e 400 MHz ed effettuate ad alte latitudini galattiche $l=0^\circ, b=30^\circ$, con $dn = 0.25$ MHz.

La Figura 2 mostra la variazione di dt_{DM} per osservazioni effettuate sempre ad 1.4 GHz e a 400 MHz, ma indirizzate verso alte latitudini galattiche, $l=0^\circ, b=30^\circ$, con la banda di osservazione suddivisa in canali di larghezza 0.25 MHz. Il grafico evidenzia come in questo caso il valore dt_{DM} sia quasi costante e non sia molto elevato per i due tipi di osservazioni. Alle alte latitudini galattiche, poiché la densità di elettroni liberi è molto bassa, vi è poca dispersione della radiazione, e si produce così un basso valore di dt_{DM} .

Pertanto le ricerche dirette verso queste zone della galassia possono essere effettuate a basse frequenze di osservazione.

Lo *scattering*⁴ è un fenomeno fisico causato dalle disomogeneità presenti nel mezzo interstellare che, raggruppato in nubi, si trova tra la sorgente della radiazione e la Terra. Quest'effetto diventa maggiore a basse latitudini, dove è presente un'alta concentrazione di gas.

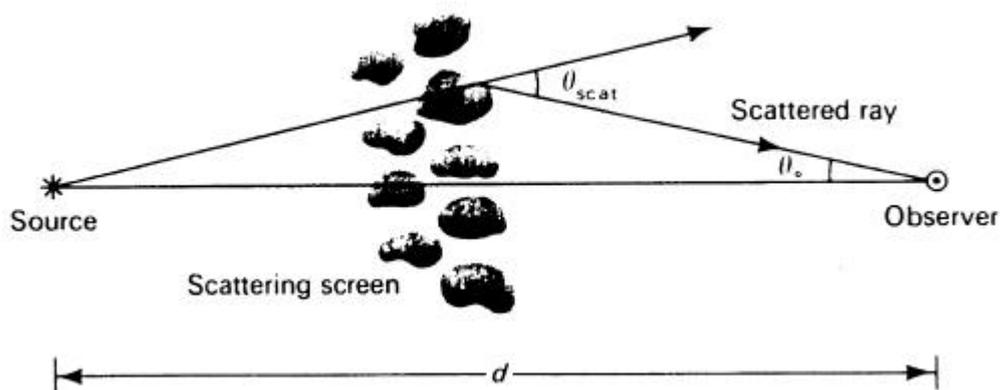


Figura 3 Modello schematico della deviazione prodotta sulla radiazione, emessa da una sorgente posta a distanza d da un osservatore, per opera di nubi di mezzo interstellare.

La radiazione, che attraversa il mezzo interstellare, è deviata dalla sua traiettoria: i fotoni nello spazio interstellare incontrano delle fluttuazioni di densità nella colonna di elettroni liberi e, interagendo con questi, cambiano la propria direzione. Se indichiamo con q_{scat} l'angolo della deviazione indotta sul segnale (detto angolo di *scattering*) che si propaga ad una distanza d dalla Terra, il ritardo temporale medio del segnale può essere espresso mediante la formula:

$$\Delta t = \frac{dq^2}{2c} \quad 2.9$$

⁴ Lo *Scattering* di un'onda che si propaga in un mezzo materiale, è un fenomeno nel quale la direzione, la frequenza o la polarizzazione dell'onda sono mutati quando questa incontra discontinuità nel mezzo. Lo *scattering* ha come risultato un disordinato e casuale cambiamento nella distribuzione dell'energia della radiazione incidente.

l'insieme dei segnali ritardati dalle deviazioni producono un allargamento dell'impulso della pulsar osservata. L'allargamento dovuto allo *scattering* è significativamente correlato con la misura di dispersione, infatti possiamo scrivere che:

$$dt_{scatt} \propto \frac{(DM)^2}{n^4} \quad 2.10$$

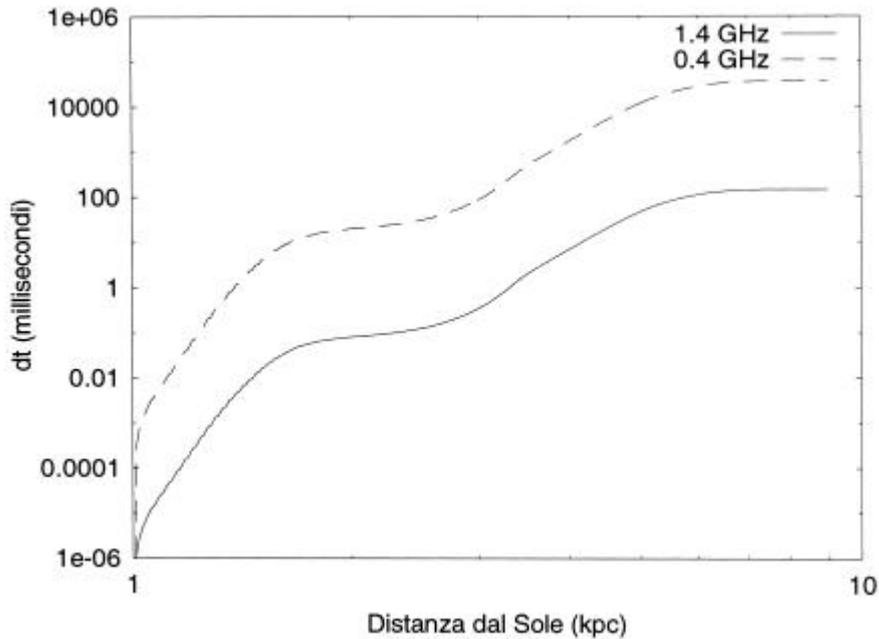


Figura 4 Variazione di dt_{scat} in funzione della distanza dal Sole per osservazioni condotte a due frequenze di osservazione 1.4 GHz e 400 MHz, verso il centro galattico $l = 0^\circ, b = 0^\circ$ (il grafico è in scala logaritmica).

La Figura 4 mostra come l'allargamento, prodotto sull'impulso di una pulsar dallo *scattering*, vari secondo la direzione e la distanza dal Sole della zona che si vuole osservare e dalla frequenza di osservazione. Nel caso mostrato in figura la direzione considerata è quella verso il centro galattico con longitudine e latitudine di 0° e le frequenze di osservazione sono di 1.4 GHz e 400 MHz. Come si può notare l'influenza dello *scattering* è più marcata nelle osservazioni condotte a 400 MHz. Questo evidenzia come siano maggiormente condizionati i risultati delle *survey* condotte a basse frequenze rispetto a quelle realizzate ad alte.

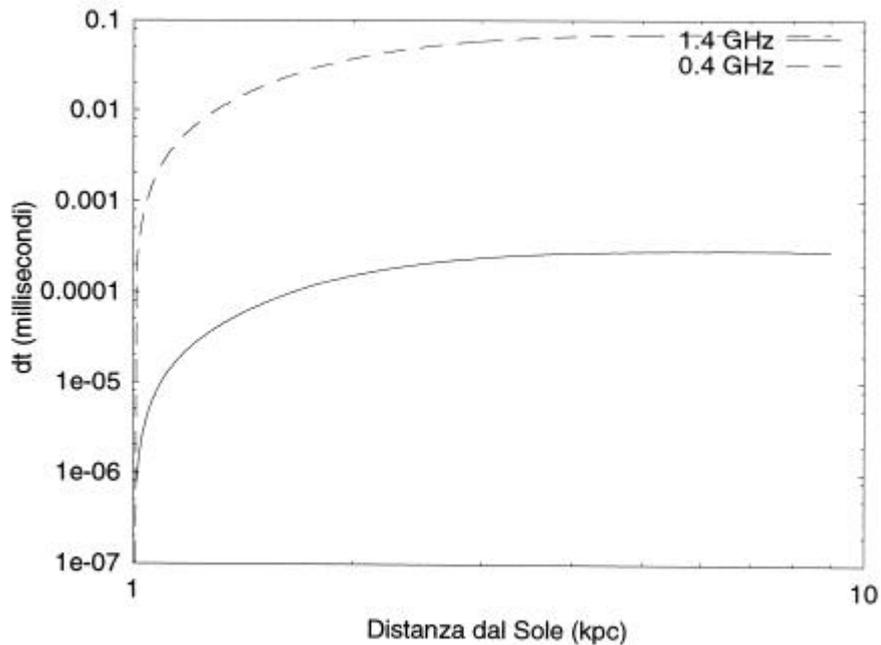


Figura 5 Variazione di dt_{scat} funzione della distanza dal Sole e della frequenza d'osservazione, per ricerche condotte a longitudine 0° e latitudine 30° .

La figura 5 mostra come, nel caso di ricerche condotte ad alte latitudini galattiche, il fenomeno dello *scattering* non sia molto elevato e, quindi, come le osservazioni effettuate a basse e ad alte frequenze siano meno influenzate da questo fenomeno. Il fatto che da una distanza di circa 3 *Kpc* dal Sole, dt_{scat} assume un valore costante è una conseguenza della bassa densità di elettroni liberi presenti in queste zone della galassia. E' chiaro, come è evidenziato anche dai grafici, che lo *scattering*, rispetto alla dispersione, sia il fenomeno che influenza di più i risultati delle osservazioni che si effettuano a basse latitudini galattiche. Considerando le espressioni analitiche dello *scattering* e della dispersione si può concludere che: la dispersione può essere ridotta effettuando osservazioni ad alte frequenze, ma soprattutto usando canali sempre più stretti (dn più piccolo), lo *scattering* utilizzando frequenze sempre più alte. In altri termini si può affermare che questi fenomeni assumono un ruolo importante per quelle ricerche condotte a basse frequenze e in direzione dove alta è la misura di dispersione. Prendendo spunto da queste equazioni e dai modelli che stimano il valore della densità

media di elettroni liberi, in generale possiamo dire che le ricerche che sono compiute ad alte frequenze sono di norma indirizzate verso il piano galattico, dove è più probabile che la DM sia molto alta, mentre le ricerche che vengono effettuate a basse frequenze sono di norma indirizzate verso le alte latitudini galattiche dove presumibilmente la DM è più bassa⁵.

2.2 Sensibilità

La possibilità di un esperimento di osservare oggetti sempre più deboli e, quindi, di esaminare in maniera sempre più accurata le diverse porzioni di cielo, è in relazione con quella grandezza chiamata sensibilità che caratterizza la strumentazione di ogni ricerca. Il flusso minimo rilevabile S_{\min} , che dà una misura della più debole emissione radio che uno strumento possa rilevare, è funzione di diversi fattori tra i quali: le caratteristiche dell'antenna, le prestazioni del ricevitore, la durata dell'osservazione ecc. La quantità S_{\min} può essere ricavata dall'equazione (Dewey 1984)

$$S_{\min} = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{a} \cdot T_{\text{sys}}}{G \cdot \sqrt{\Delta n \cdot \Delta t \cdot N_p}} \sqrt{\frac{W}{P - W}} \quad 2.11$$

le varie quantità hanno il seguente significato:

- \mathbf{s} è la soglia minima del rapporto segnale rumore $\left(\frac{S}{N}\right)_{\min}$, il suo valore di norma è posto uguale ad 8;
- \mathbf{a} è una costante che raggruppa le perdite del sistema, tra le quali la digitalizzazione del segnale analogico ricevuto dalle pulsar; il suo valore è variabile, per digitalizzazioni ad un bit è uguale a $\sqrt{\frac{2}{p}}$;
- G è il guadagno d'antenna
- N_p è il numero di polarizzazioni dell'onda che un'antenna può ricevere;
- Δn è la larghezza della banda di osservazione;
- Δt è il tempo di integrazione, cioè la durata dell'osservazione;

⁵ I valori ottenuti per lo *scattering* e la dispersione, visualizzati poi nei grafici, sono stati calcolati tenendo presente il lavoro compiuto da J. H. Taylor e J. M. Cordes, pubblicato nell'articolo "*Pulsar distances and galactic distribution of free electrons*" ApJ, 411, 674.

- P il periodo della pulsar.
- W la larghezza effettiva dell'impulso.
- T_{sys} la temperatura di sistema.

A differenza delle altre quantità, che durante l'osservazione rimangono costanti ed assumono valori ben definiti, la temperatura di sistema T_{sys} e la larghezza effettive dell'impulso W possono variare. La temperatura di sistema si può ricavare dalla relazione seguente:

$$T_{sys} = T_{ric} + T_{sp}(ZA) + T_{sky}(l, b) \quad 2.12$$

T_{ric} è la temperatura di ricevitore, che ingloba il rumore termico dovuto al ricevitore stesso, alla parte elettronica e a quei rumori eventuali di origine non astronomica; T_{sp} è la temperatura di *spillover* (lo *spillover* è l'energia che, raccolta dal *feed* o illuminatore, non proviene dalla superficie riflettente dello specchio ed è una quantità funzione dell'angolo zenitale), mentre T_{sky} è la temperatura del cielo ed è funzione delle coordinate galattiche. Il valore di quest'ultima quantità può essere calcolato, ad una data frequenza di osservazione, utilizzando la '*all sky continuum survey*', condotta a 408 MHz da *Haslam et al.* nel 1982, ed usando un indice spettrale g pari a -2.8^6 (cioè $T_{sky} \propto n^g$) per il fondo cielo.

Usando la mappa pubblicata da *Haslam, Narayan* (1987) ha ottenuto una relazione in funzione della latitudine e della longitudine galattica l, b (con l, b in gradi e con $l \leq |180^\circ|$) la cui espressione è la seguente:

$$T_{sky} = 25 + \frac{275}{\left[1 + \left(\frac{l}{42}\right)^2\right] \cdot \left[1 + \left(\frac{b}{3}\right)^2\right]} \quad 2.13$$

La quantità W rappresenta la larghezza finale dell'impulso il cui valore è determinato dalla relazione seguente:

$$W^2 = W_e^2 + (dt_{scat})^2 + (dt_{DM})^2 + (dt_{sample})^2 \quad 2.14$$

⁶ Il valore di quest'indice spettrale è stato calcolato da *Lawson et al.* (MNRAS, 225, 307)

dove la quantità W_e è la larghezza intrinseca dell'impulso, prima che questo venisse modificato dall'interazione con il plasma⁷, e \mathbf{dt}_{scat} , \mathbf{dt}_{DM} , \mathbf{dt}_{sample} sono le quantità che prendono in considerazione la dispersione, lo *scattering*, ed il tempo di campionamento. La quantità \mathbf{dt}_{sample} si ottiene dalla formula

$$\mathbf{dt}_{sample} = (\mathbf{bd}) \quad 2.14$$

dove \mathbf{dt} è l'intervallo di campionamento dell'osservazione, mentre \mathbf{b} è un fattore che tiene conto degli effetti dei filtri antialiasing, ed ha un valore pari a circa 2. L'aliasing è un fenomeno che si presenta quando il segnale, campionato da una osservazione ad una frequenza f , ha una larghezza di banda maggiore della frequenza di *Nyquist* f_{Nyq} (questa frequenza è definita come metà della frequenza di campionamento del segnale⁸, nel nostro caso $f/2$). Le componenti del segnale con frequenza maggiore di f_{Nyq} non sono distinte da quelle con frequenza minore, infatti, al di sopra di tale frequenza lo spettro si ribalta in maniera simmetrica. Per evitare questo fenomeno si applicano dei filtri al segnale che non permettono il passaggio di frequenze superiori a quelle di *Nyquist* (nessun filtro reale eliminerà totalmente l'aliasing).

La formula della sensibilità evidenzia come S_{min} sia funzione anche del periodo di rotazione della pulsar; questa dipendenza pone dei limiti ai tipi di ricerca che si possono realizzare, differenziandoli in osservazioni rivolte verso oggetti rotanti lentamente, oppure verso quelli rotanti velocemente. Ci si può porre allora la seguente domanda: Preso in considerazione un certo periodo della pulsar quali sono le condizioni che influiscono sulla possibilità di osservarla o meno? Dal teorema del campionamento critico, supposto che \mathbf{dt} sia l'intervallo di campionamento, si sa che il periodo minimo rivelabile teoricamente è ottenuto dalla relazione $P \geq 2\mathbf{dt}$ (periodo di *Nyquist*), in realtà l'osservazione di periodi di quest'ordine è molto improbabile perché segnali con questo valore sono spesso generati da quelle che vengono denominate interferenze locali o da rumore elettrico. Inoltre, come già dimostrato in precedenza, il mezzo interstellare, influenzando la propagazione delle onde elettromagnetiche diminuisce la sensibilità

⁷ Il valore di questa grandezza si ricava dalla relazione $W_e = duty\ cycle \cdot P$, dove il *duty cycle* è la frazione del periodo con emissione misurabile ed è una quantità normalmente compresa tra l'uno e il 10%.

⁸ Teorema di *Nyquist*.

della strumentazione e impedisce la rilevazione di oggetti con corto periodo. Per questo motivo si definiscono valori minimi rilevabili più realistici come per esempio $P_c = n \cdot dt$, dove n assume un valore piccolo ($n > 4$), oppure P_{65} , definito come quel periodo, che, considerando l'allargamento dell'impulso per opera di tutti i fenomeni analizzati precedentemente, produce un *duty cycle* del 65%. Il valore di questa quantità si ricava dalla relazione che lega la larghezza dell'impulso al *duty cycle* e al periodo, vale a dire $W = 0.65 P_{65}$ ⁹. La tabella 1 mostra i valori assunti da alcune grandezze in alcune delle maggiori *survey*. Come si può notare il periodo minimo rivelabile da queste ricerche non è mai andato al di sotto al di sotto del millisecondo (vedi colonna di P_{65}). L'importanza di poter osservare oggetti con periodo di rotazione sempre più breve risiede, come si dimostrerà in seguito, soprattutto nella possibilità di distinguere tra le equazioni di stato della materia collassata quella che descrive in maniera più precisa il comportamento e la struttura di una stella di neutroni rotante.

TABELLA 1

Osservazioni	ν (Mhz)	$\delta\nu$ (Mhz)	δt (ms)	S_{min} (mJy)	P_{65} (ms)	P_0 (ms)	Riferimenti (Riv., Vol., Pag.)
Green Bank 3	390	0.25	2	3.4	6.38	4	APJ-311-694
Arecibo 2	430	0.06	0.3	3.6	0.96	0.6	APJ-311-694
Parkes 1a	1434	1	0.3	2.5	0.94	0.6	MNRAS-255-401
Parkes 1b	1520	5	1.2	1	3.76	2.4	MNRAS-255-401
Parkes 70	436	0.125	0.3	2.7	1.06	0.6	MNRAS-279-1235
Arecibo 3	430	0.08	0.5	0.96	1.59	1	APJ-449-156
Princeton	430	0.25	0.25	0.5	1.31	5	APJ-469-819
Jodrell Bank B	1400	5	2	0.98	6.25	4	NATURE-320-43
Penn-State	430	0.25	0.25	0.5	1.31	0.5	APJ-434-826
Jodrell Bank 3	411	0.125	0.3	4.25	1.11	0.6	MNRAS-273-L25
CBHL	430	0.25	0.18	0.77	1.19	0.5	APJ-470-1103

Tabella 1 La tabella mostra i valori assunti da alcune quantità in alcune delle maggiori ricerche condotte nella rilevazione di pulsar.

⁹ La relazione che useremo per il calcolo di P_{65} è la seguente: $P_{65} = \left\{ \frac{[(bd)^2 + (d_{DM})^2 + (d_{scat})^2]}{0.4125} \right\}^{\frac{1}{2}}$

