

UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA



Dipartimento
di Fisica
e Astronomia
Galileo Galilei

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA

CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

Formazione di pulsar al millisecondo tramite accrescimento in sistemi binari

Relatore

Prof.ssa Marigo Paola

Laureando

Boccadamo Simone

Correlatore

Dr. Trabucchi Michele

Anno Accademico 2023-2024

Per prima cosa, vorrei ringraziare la professoressa Marigo, il Dr Trabucchi e il Dr Volpato per la disponibilità e l'aiuto nella stesura della tesi. Ringrazio anche la mia famiglia e i miei amici per il supporto emotivo datomi in questi anni.

Sommario

Questa tesi è dedicata all'analisi delle pulsar, stelle di neutroni caratterizzate da intensi campi magnetici e altissimi regimi rotazionali. La combinazione di queste due peculiarità contraddistingue questi oggetti per la natura pulsata del loro segnale. Inizialmente abbiamo riassunto le caratteristiche principali di questi oggetti, dalla loro formazione ed evoluzione alle loro proprietà osservative. Nello specifico ci siamo voluti focalizzare sul meccanismo di formazione delle pulsar al millisecondo (MSP) prendendo come riferimento l'analisi svolta negli articoli [1] e [2], dove si investiga il processo di riciclo di una pulsar in sistemi di piccola massa (LMXB) e massa intermedia (IMXB). Abbiamo visto le differenti modalità di trasferimento di massa, concludendo che dai sistemi binari di massa intermedia si formano pulsar al millisecondo binarie (BMSP) con una nana bianca di carbonio-ossigeno (CO WD) come compagna, mentre dai sistemi binari di piccola massa derivano BMSP con una nana bianca di elio (He WD).

Abbiamo stabilito che non si può definire unicamente una linea di spin-up nel diagramma $P-\dot{P}$. Sempre riprendendo la trattazione fatta nello studio [2], abbiamo riportato l'espressione, da loro derivata, che correla la quantità di massa accresciuta al periodo di spin della pulsar riciclata. Inoltre si è visto che le BMSP con una He WD accrescono più massa rispetto alle BMSP con una compagna CO WD, riuscendo a velocizzare maggiormente il loro periodo di spin. Nello studio [2] si presentano anche evidenze di un maggiore rallentamento delle pulsar aventi compagne He WD durante la fase di disaccoppiamento del lobo di Roche (RLDP), mentre l'effetto di rallentamento di quest'ultima fase può essere trascurato nei sistemi con una CO WD. Infine, riprendendo i risultati dello studio [2], abbiamo affrontato il concetto di isocrona relativa ad una MSP per seguirne l'evoluzione nel diagramma $P-\dot{P}$.

Indice

1 Pulsar	1
1.1 Scoperta	1
1.2 Stelle di neutroni	2
1.2.1 Stelle progenitrici e massa alla nascita	2
1.2.2 Processo di formazione	3
1.2.3 Proprietà fisico-strutturali	5
1.3 Modello di emissione delle pulsar	6
1.3.1 Modello del rotatore obliquo	7
1.4 Grandezze osservabili delle pulsar	10
1.4.1 Proprietà del segnale	10
1.4.2 Età delle pulsar	12
1.4.3 Moti propri	13
1.5 Evoluzione delle pulsar	14
1.5.1 Diagramma $P-\dot{P}$	14
1.5.2 Popolazioni principali	15
1.5.3 Modello del recycling	16
1.5.4 Diagramma $B-P$	16
1.6 Distribuzione galattica delle pulsar	18
2 Pulsar-X in sistemi binari	21
2.1 Trasferimento di massa RLO	22
2.1.1 Caso C RLO - Trasferimento di massa dinamicamente instabile	23
2.1.2 Caso B RLO - Trasferimento di massa in un tempo scala termico	25
2.1.3 Caso A RLO - Trasferimento di massa da una stella in MS	26
2.2 Riciclo di una pulsar in un sistema binario	28
2.2.1 Disco di accrescimento	28
2.2.2 Coppia di accrescimento	28
2.2.3 Forza del campo magnetico sulla superficie	29

2.2.4	Limite di accrescimento di Eddington	30
2.2.5	Linea di spin-up	30
2.2.6	Legame tra massa accresciuta e periodo di spin finale	32
2.3	Fase di disaccoppiamento del lobo di Roche	35
2.3.1	Fase ad elica	35
2.3.2	Fase di riemissione radio	36
2.3.3	Confronto tra IMXB e LMXB durante la fase RLDP	36
2.4	Scenari evolutivi del sistema PSR J1614-2230	38
2.4.1	Confronto evolutivo tra caso A RLO e caso C RLO	40
2.4.2	Massa accresciuta da PSR J1614-2230	41
3	Caratteristiche osservative ed età reali delle MSP	43
3.1	Diagramma $P-\dot{P}$ delle BMSP	43
3.2	Distribuzione dei periodi di spin delle BMSP	45
3.3	Relazione $P_{\text{orb}}-P_{\text{spin}}$ (diagramma di Corbet)	46
3.4	Età reali delle pulsar al millisecondo	48
3.5	Confronto tra età caratteristica ed età reale delle MSP	48
3.6	Correzione cinematica su \dot{P}	49
3.7	Isocrone e tracciato evolutivo nel diagramma $P-\dot{P}$	50
4	Conclusioni	53
	Bibliografia	57

Elenco delle figure

1.1	Rappresentazione schematica (non in scala) di una pulsar secondo il modello del rotatore obliquo [17]. Nell'immagine si distinguono elementi come il corpo della NS, la sua magnetosfera, l'inclinazione tra l'asse magnetico e rotazionale, il cilindro luce e il cono di emissione.	8
1.2	Il rallentamento della Vela pulsar [19]. a) la frequenza ν di rotazione in 14 anni ha mostrato 6 glitch. b) l'andamento del rallentamento della frequenza $\dot{\nu}$ in 25 anni.	10
1.3	Esempio del profilo integrato dell'impulso di una pulsar (9 oggetti presi da [17]). A parte PSR B1237+25 tutti gli altri profili mostrano una fase di rotazione di 360° . I profili in alto mostrano la vera forma dell'impulso, mentre quelli in basso sono stati presi con una risoluzione temporale inferiore.	11
1.4	Diagramma che mostra la derivata del periodo di rotazione in funzione del periodo [22]. Le pulsar isolate sono raffigurate da puntini mentre quelle in sistemi binari da puntini cerchiati. Le linee tratteggiate indicano campi magnetici costanti, quelle tratto-punto età costanti e quelle punto-punto rate di perdita d'energia rotazionale costanti.	14
1.5	Diagramma che mostra il campo magnetico in funzione del periodo della pulsar. Lo studio [23] si è basato sui dati del catalogo ATNF (Manchester 2005) [6]. La linea nera continua A1-A2 rappresenta lo spostamento subito durante l'evoluzione dell'oggetto, mentre la linea tratteggiata A2-A3-A4-A5 raffigura il percorso evolutivo della NS durante il suo riciclo, ed infine la linea di spin-up in rosso. Nel diagramma sono riportate tre famiglie di pulsar, le magnetars raffigurate da quadrati rossi, le pulsar ordinarie da puntini blu e le MSP da cerchi verdi.	17
1.6	Distribuzione in coordinate galattiche di un campione composto da 1509 pulsar. Le sorgenti osservate si suddividono in radio pulsar (rappresentate con un puntino), MSP (rappresentate con una x) e pulsar alle alte energie (raffigurate con un asterisco) [6].	18

1.7	Diagramma che mostra come si suddividono le 1509 pulsar del campione studiato [6] in base alla loro tipologia (pulsar ordinarie, MSP, pulsar alle alte energie e AXP) e al loro periodo	19
2.1	Caso A RLO per un sistema binario composto da una stella donatrice di $4.5 M_{\odot}$, una NS di $1.68 M_{\odot}$ e un periodo orbitale di $P_{\text{orb}} = 2.20$ giorni. Il tasso di trasferimento di massa della stella donatrice è mostrato in funzione dell'età di quest'ultima [1].	27
2.2	La linea di spin-up è mostrata in tre bande di colore diverso in base ai valori dei parametri (ϕ, ω_c) . In ogni caso si considera un formalismo di Spitkovsky e un tasso di accrescimento $\dot{M} = \dot{M}_{\text{Edd}}$. La larghezza di ogni banda è dovuta all'intervallo di massa (2.0 - $1.0 M_{\odot}$) e all'intervallo di α (0 – 90°) considerati. Le due linee di spin-up rosse tratteggiate sono calcolate considerando un modello di dipolo nel vuoto e si riferiscono ad una NS di $1.4 M_{\odot}$ con $\phi = 1.4$, $\omega_c = 0.25$ ed un $\alpha = 90^{\circ}$ per la superiore e $\alpha = 10^{\circ}$ per l'inferiore. Diagramma appartenente allo studio [2].	32
2.3	La quantità di massa necessaria a velocizzare il periodo di una pulsar fino al valore di equilibrio applicando l'equazione (2.18). Le diverse curve verdi si riferiscono alla massa della stella di neutroni, con una differenza di $0.2 M_{\odot}$ verso l'alto. La curva rossa tratteggiata, invece, è ricavata utilizzando l'equazione ricavata in uno studio precedente [33]. Grafico tratto dall'analisi svolta nello studio [2].	34
2.4	Parametrici fisici del sistema PSR J1614-2230 [1].	38
2.5	Massa del nucleo stellare in funzione della massa iniziale della stella donatrice calcolata a diverse epoche evolutive per i tre casi RLO A, B e C, che corrispondono allo stadio evolutivo TAMS, RGB ed AGB rispettivamente. I cerchi pieni rappresentano modelli che non considerano l'overshooting convettivo del nucleo. I cerchi vuoti sono degli esempi che assumono un parametro per l'overshooting del nucleo convettivo di $\delta_{\text{ov}} = 0.20$. Mentre l'area tra le due righe rosse rappresenta l'intervallo di massa misurato per la nana bianca del sistema PSR J1614-2230 [1].	39
2.6	Illustrazione dell'evoluzione, sia per il caso A che per il caso C, del sistema progenitore che ha portato alla formazione di PSR J1614-2230 [1].	40

3.1	<p>Diagramma $P-\dot{P}$ di 103 radio pulsar in sistemi binari appartenenti al disco galattico [2]. Nello studio le 5 linee di spin-up sono state realizzate adoperando l'equazione (2.14) per una pulsar di $1.4 M_{\odot}$ in accrescimento ad un tasso di $\dot{M} = \dot{M}_{\text{Edd}}, 0.1\dot{M}_{\text{Edd}}, 0.01\dot{M}_{\text{Edd}}, 0.001\dot{M}_{\text{Edd}}$ e $10^{-4}\dot{M}_{\text{Edd}}$, rispettivamente. Le 6 pulsar segnate con un cerchio potrebbero essersi evolute da un sistema IMXB ed alcune di esse potrebbero ospitare CO WD. Il sistema PSR J1614-2230 è peculiare perché è l'unico sistema avente una CO WD in una zona popolata solamente da sistemi aventi He WD. I dati sono stati presi dal catalogo [6].</p>	44
3.2	<p>Istogramma [2] della distribuzione osservativa del periodo di spin di pulsar riciclate aventi come compagna una He WD, una CO WD oppure una NS. Si nota ancora una volta il sistema PSR J1614-2230 che risulta essere un'eccezione.</p>	45
3.3	<p>Diagramma di Corbet (periodo di spin in funzione del periodo orbitale) di radio pulsar in sistemi binari appartenenti al disco galattico (i simboli nell'immagine si rifanno a quelli di Figura 3.1) [2].</p>	47
3.4	<p>Diagramma $P-\dot{P}$ contenente le isocrone di 8 possibili pulsar riciclate. La loro posizione di nascita è raffigurata dalle stelle rosse all'interno del diagramma. Le isocrone sono state calcolate per differenti valori dell'indice di frenamento ($2 \leq n \leq 5$). Le sottili righe grige sono linee di spin-up con $\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} = 1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$ e 10^{-4} (dall'alto verso il basso e considerando $\sin \alpha = \phi = \omega_c = 1$). Le pulsar in sistemi binari sono rappresentate da cerchi pieni e quelle singole da cerchi vuoti. In tutti i calcoli dello studio [2] è stata assunta una massa della NS di $1.4 M_{\odot}$. Si nota che la maggior parte della popolazione osservata si trova vicino alle isocrone per $t = 3-12$ Gyr come ci si aspettava. La spessa riga viola rappresenta una isocrona con $t = 6$ Gyr per una pulsar con $P_0 = 3.0$ ms, $n = 3$ e qualunque valore di \dot{P}_0.</p>	50

Capitolo 1

Pulsar

1.1 Scoperta

Le pulsar, che prendono il nome dalla contrazione della locuzione inglese pulsating radiource, sono delle stelle di neutroni (NS) aventi campi magnetici particolarmente intensi ed altissimi regimi rotazionali ([3], [4]). Queste due peculiarità condizionano la natura del segnale emesso, che appare fortemente direzionale e caratterizzato da impulsi periodici.

Questi oggetti furono scoperti nel 1967 da Anthony Hewish e Jocelyn Bell [5]. I due astronomi di Cambridge, presso il Mullard Radio Astronomy Observatory, scoprirono casualmente queste sorgenti mentre conducevano degli studi sulla scintillazione provocata dal mezzo interplanetario durante l'osservazione di radio sorgenti compatte. Tutto quello che si sa sulla fisica di questi corpi celesti deriva dagli oggetti studiati nella nostra galassia [6]. Le pulsar sono sorgenti radioastronomiche molto deboli ed il loro segnale è composto da una serie di impulsi molto regolari che si ripetono ciclicamente [3]. Ad oggi le pulsar scoperte sono più di mille e sono distribuite principalmente sul piano e verso il centro della nostra galassia [6].

Vengono generalmente identificate con il prefisso PSR (Pulsating Source Radio) seguito da una lettera che sta ad indicare l'epoca del sistema di coordinate utilizzato per la posizione dell'oggetto (B dal 1950.0 e J dal 2000.0), ed infine si fornisce l'ascensione retta in ore e minuti e la declinazione in gradi. Le pulsar sono da subito distinguibili in due macro famiglie principali in base al periodo del segnale emesso. Infatti abbiamo le pulsar ordinarie con periodi di rotazione $P > 30$ ms e le pulsar al millisecondo, caratterizzate da periodi $P < 30$ ms.

Il tipo di segnale, contraddistinto da una regolarità estrema, un'alta frequenza temporale e da una breve durata dell'impulso, faceva supporre che i migliori oggetti celesti candidati a questo tipo di emissione dovessero essere le stelle di neutroni [7], gli unici oggetti abbastanza densi da spiegare questo tipo di emissione [8]. Le NS sono oggetti compatti (poche decine di chilometri di diametro) caratterizzati da elevatissime densità ($\rho \sim 10^{15}$ - 10^{17} g cm⁻³).

1.2 Stelle di neutroni

1.2.1 Stelle progenitrici e massa alla nascita

Le stelle evolvono grazie all'innesco del bruciamento termonucleare nel nucleo di elementi sempre più pesanti [9]. Inizialmente si innesca il primo bruciamento nucleare, quello dell'idrogeno, poi si passa all'elio e ai bruciamenti nucleari avanzati (carbonio, neon, ossigeno e silicio), fino alla sintesi del ferro ^{56}Fe . Non tutte le stelle riescono ad innescare il bruciamento degli elementi più pesanti. Questo avviene solamente nelle stelle con una massa iniziale sufficientemente grande, in quanto riescono ad evitare lo sviluppo di una degenerazione elettronica centrale. Queste stelle possiedono un'energia gravitazionale così elevata da poter comprimere il loro nucleo a tal punto da sviluppare temperature sufficienti ad innescare il bruciamento di tali elementi.

Durante la fase finale dell'evoluzione di stelle con una massa iniziale superiore alle $8 M_{\odot}$ si forma un nucleo di ^{56}Fe . La fusione tra due atomi di ferro, a differenza degli elementi precedenti più leggeri, è una reazione endotermica e non esotermica; quindi per il nucleo della stella non è più possibile sintetizzare elementi più pesanti del ferro tramite fusione nucleare. Le stelle di neutroni si originano principalmente in seguito a fenomeni di supernova riguardanti stelle massicce con masse iniziali comprese tra $8 M_{\odot}$ e $25 M_{\odot}$. Solo con una massa minima iniziale di $8 M_{\odot}$ la stella potrà arrivare alla formazione di un nucleo di ^{56}Fe degenere [10].

Arrivata a questo stadio, la stella si presenta con una struttura a "cipolla" data da un nucleo di ferro degenere circondato da gusci di elementi brucianti via via più leggeri. Predire la massa alla nascita della NS partendo dalla massa iniziale della stella progenitrice non è cosa facile poiché potrebbero essere coinvolti processi ancora sconosciuti che si manifestano durante la supernova. Inoltre le stelle progenitrici situate in sistemi binari possono subire scambi di materia con la stella compagna complicando ulteriormente la predizione [11]. Sappiamo, però, che la velocità di rotazione e la metallicità della stella progenitrice influenzano la massa della stella di neutroni. Una veloce rotazione provoca un maggior mescolamento chimico che permette alla stella di sviluppare un nucleo più massiccio [12].

D'altra parte, anche una metallicità più bassa permette la formazione di un nucleo più massiccio, dato che riduce la perdita di massa dovuta al vento stellare [13]. Nello studio [1] si definiscono due fattori che incidono sicuramente sulla massa finale della stella di neutroni: (1) la massa iniziale della stella progenitrice e (2) se quest'ultima, situata in un sistema binario, mantenga il suo inviluppo prima o durante la fase di bruciamento dell'elio nel nucleo. Entrambi questi fattori agiscono sul quantitativo di carbonio nel nucleo nel momento in cui l'elio si esaurisce. L'abbondanza di carbonio in questa fase dell'evoluzione della stella si ripercuote sulla massa del nucleo che la stella svilupperà. Le stelle più massicce bruciano l'elio nel nucleo ad alte temperature e basse densità, questo porta ad una bassa resa nella produzione di carbonio.

Le stelle di massa iniziale superiore a $\sim 20 M_{\odot}$ presentano un'abbondanza di carbonio abbastanza bassa da non permettere una fase molto lunga del bruciamento dello stesso nel nucleo. Una breve durata di questa fase di bruciamento si traduce in meno energia dispersa dai neutrini e dunque in alti livelli di entropia nel nucleo. Condizioni di questo tipo portano allo sviluppo di nuclei più massicci alla fase pre-supernova [14]. Definendo la massa della stella nel momento in cui il bruciamento dell'idrogeno si innesca nel nucleo come M_{ZAMS} (massa alla Zero-Age Main Sequence), stelle con $M_{\text{ZAMS}} \lesssim 20 M_{\odot}$ esauriscono l'elio nel nucleo con abbondanze di carbonio relativamente alte. Queste stelle manifestano una fase di bruciamento significativamente convettiva del carbonio, che comporta la formazione di nuclei di ferro relativamente leggeri e quindi NS di piccola massa.

Dallo studio condotto da Timmes et al. (1996 [15]), dove sono state considerate stelle progenitrici singole con massa sia sotto che sopra quella critica di $\sim 20 M_{\odot}$, emerge che la massa alla nascita delle NS si distribuisce in due picchi a 1.28 ± 0.06 e a $1.73 \pm 0.08 M_{\odot}$. Brown et al. (2001 [16]) prevede che stelle con massa $20 \leq M_{\text{ZAMS}}/M_{\odot} \leq 25$ formino buchi neri, ma con i risultati trovati analizzando il sistema PSR J1614-2230 [1] (Sezione 2.4), si è visto che anche stelle progenitrici in questo intervallo di massa situate in sistemi binari aventi orbite allargate (Sezione 2.1.1) possono formare stelle di neutroni massicce.

Dall'altro lato, il limite inferiore per produrre una stella di neutroni sembrano essere stelle con massa $M_{\text{ZAMS}} \simeq 8\text{-}10 M_{\odot}$. Tramite una supernova causata da catture elettroniche, queste stelle danno origine ad oggetti compatti di $\sim 1.25 M_{\odot}$ [10]. Un altro picco si ha per stelle di neutroni tra $1.25\text{-}1.4 M_{\odot}$ prodotte dal collasso del nucleo di stelle progenitrici con massa ZAMS tra $10\text{-}20 M_{\odot}$. Come detto prima ci aspettiamo che stelle progenitrici, sia singole che in sistemi binari, con massa ZAMS tra $20\text{-}25 M_{\odot}$ formino stelle di neutroni massicce $\geq 1.7 M_{\odot}$. Oltre le $25 M_{\odot}$ ci possiamo aspettare la produzione di buchi neri, anche se stelle in rapida rotazione con masse ZAMS inferiori a $25 M_{\odot}$, possono produrre anche esse questo tipo di corpi celesti [12].

1.2.2 Processo di formazione

Nelle fasi finali dell'evoluzione di stelle massicce, per via del raffreddamento causato dalla fuga dei neutrini, il nucleo presenta un alto grado di degenerazione elettronica. Inoltre le alte densità ($\rho \geq 10^9 \text{ g cm}^{-3}$) e temperature dello stesso, garantiscono elettroni sempre relativistici.

In queste condizioni il nucleo è molto vicino ad una instabilità dinamica e la sua contrazione si manifesta in tempi scala termici. In aggiunta, si verificano due processi che portano la contrazione del nucleo ad un collasso dinamico: la *fotodisintegrazione* e la *neutronizzazione*. Quando gli elettroni liberi possiedono sufficiente energia da superare quella del legame nucleare dei nuclei pesanti, altrimenti β -instabili, si possono legare ad essi producendo neutroni all'interno degli stessi nuclei atomici pesanti.

Questo processo prende il nome di neutronizzazione. Per via delle catture elettroniche la pressione di degenerazione degli elettroni cala stimolando ulteriormente il collasso del nucleo. L'altro fenomeno importante, che si manifesta per temperature superiori a 10^{10} K, è la fotodisintegrazione. Questa consiste nella rottura di nuclei pesanti in nuclei più leggeri condotta da fotoni ad altissima energia che impattano su di essi. Nel nucleo di tali stelle si verifica la seguente reazione:



Questi due processi stimolano il collasso del nucleo, già in contrazione, che avviene in tempi estremamente rapidi, dell'ordine di 10 ms. Durante il collasso temperatura e densità continuano a salire ma mai abbastanza da invertire l'andamento. Inoltre questi processi continuano anche durante lo stesso collasso del nucleo stellare, la fotodisintegrazione non arriva ancora a produrre protoni e neutroni liberi, mentre la neutronizzazione continua a manifestarsi all'interno dei nuclei pesanti, arricchendoli di neutroni con la reazione:



Il continuo collasso porta alla formazione di un nucleo stellare con densità prossime a quelle dei nuclei atomici ($\rho \sim 10^{14}$ g cm⁻³). Il collasso si arresta quando la densità raggiunge valori altissimi ($\rho_{nuc} \sim 3 \cdot 10^{14}$ g cm⁻³) e la pressione dei neutroni, che diventano degeneri, contrasta la spinta gravitazionale. Questo accade quando il nucleo raggiunge un raggio di ~ 20 km. Le forze tra i nucleoni, quando le parti interne del nucleo si comprimono ulteriormente di ~ 1.5 volte la densità di arresto del collasso, fanno sì che l'andamento si inverta con un rimbalzo che prende il nome di *core bounce*. Quando il nucleo interno inverte la sua direzione incontra il materiale, ancora in caduta, del nucleo esterno. L'impatto con questa materia è supersonico e genera un'onda d'urto che si propaga verso l'esterno.

Questa onda d'urto dovrebbe essere in grado di causare l'espulsione dell'involuppo e quindi l'esplosione della stella (*prompt explosion*). Così non è perché l'energia dell'onda viene dissipata in due modi. Il primo è dovuto al fatto che l'onda d'urto attraversando il materiale in caduta lo scalda a tal punto da disintegrare i nuclei pesanti di cui è composto, producendo protoni e neutroni. Il secondo è che questi protoni producono neutrini tramite catture elettroniche, i quali, successivamente, disperdono $\sim 90\%$ dell'energia dovuta al collasso. Per questi due motivi l'onda d'urto viene soppressa prima di riuscire a raggiungere l'involuppo della stella. La vera esplosione è dovuta ai neutrini presenti già nel nucleo e a quelli prodotti in seguito alla neutronizzazione durante il collasso.

Infatti alla fine della fase di collasso, quando si raggiungono densità $\rho > 3 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$, il nucleo diventa opaco ai neutrini che possono fuggire da esso solo dopo aver interagito con la materia presente tramite diversi eventi di scattering. Si viene a formare una vera e propria "neutrinosfera" oltre la quale la densità è abbastanza bassa da permettere la fuga di queste particelle. In queste condizioni del nucleo i neutrini diventano degeneri ed inoltre la neutronizzazione, raggiunta la densità di $\sim 3 \cdot 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$, si arresta.

Dunque è l'energia posseduta dai neutrini nel nucleo che riaccende l'onda d'urto che genera l'esplosione di supernova. Prima di questa i neutrini si riversano fuori dal nucleo, diventato ormai una protostella di neutroni, e riscaldano la regione che attraversano rendendola convettivamente instabile. La convezione successivamente converte l'energia termica fornita dai neutrini in energia cinetica che dà vita all'esplosione vera e propria. Quello che rimane dopo l'esplosione è la neonata stella di neutroni.

1.2.3 Proprietà fisico-strutturali

Dal processo di formazione delle stelle di neutroni possiamo comprendere caratteristiche quali velocità di rotazione e intensità del campo magnetico. Infatti, durante l'esplosione della supernova, il raggio della stella si riduce drasticamente e molto velocemente fino a valori sotto i 30 km (valore ottenibile per via osservativa dal segnale delle pulsar). Adesso, considerando la conservazione del momento angolare, ed assumendo la conservazione del flusso del campo magnetico attraverso la superficie della stella, è possibile stimare la velocità di rotazione e l'intensità del campo magnetico superficiale delle NS:

- Il momento angolare è dato da ωI , con $\omega = 2\pi/P$ frequenza angolare ed $I = 2MR^2/5$ momento d'inerzia per una struttura di simmetria sferica. Considerando il principio di conservazione del momento angolare, dalla variazione del raggio possiamo scrivere la formula:

$$\omega_i I_i = \omega_f I_f. \quad (1.3)$$

Di conseguenza se diminuisce il raggio finale della stella deve diminuire il momento d'inerzia ed aumentare la frequenza angolare. Da quest'ultima si ricava il periodo di rotazione finale:

$$P_f = P_i \left(\frac{R_f}{R_i} \right)^2. \quad (1.4)$$

Con l'estrema riduzione del raggio il periodo di rotazione, detto anche di spin, dovrebbe diminuire enormemente.

- Il flusso del campo magnetico Φ attraverso una superficie è definito dall'integrale:

$$\Phi = \int_S B \cdot dA, \quad (1.5)$$

dove B è il campo magnetico e dA è la superficie da esso attraversata. Considerando che il flusso del campo magnetico attraverso la superficie sferica della stella si conservi, allora in seguito alla diminuzione del raggio possiamo scrivere:

$$B_i R_i^2 = B_f R_f^2. \quad (1.6)$$

E dunque ricavare il campo magnetico finale:

$$B_f = B_i \left(\frac{R_i}{R_f} \right)^2. \quad (1.7)$$

In genere i campi magnetici delle stelle di neutroni risultano essere $B_f = 10^{10} B_i$ rispetto a quelli delle stelle di partenza.

1.3 Modello di emissione delle pulsar

Il modello più accreditato che spiega il meccanismo di emissione di una pulsar è quello del rotatore obliquo, frutto dei lavori di Gold [4] e Pacini [8]. Questo modello descrive la pulsar come una NS rotante nel vuoto ed avente un forte campo magnetico di dipolo. La caratteristica fondamentale del modello risiede nel fatto che l'asse di rotazione e l'asse del campo magnetico siano tra loro non allineati ma bensì inclinati di un angolo α . L'emissione avverrebbe a spese dell'energia rotazionale della stella, mentre la pulsazione del segnale sarebbe dovuta al fatto che l'irraggiamento si manifesterebbe solo nelle regioni circoscritte ai poli magnetici.

Le pulsar nascono con periodi di rotazione molto brevi, alcuni decimi di secondo, che si allungano progressivamente nel tempo a causa della dissipazione dell'energia rotazionale della stella dovuta all'emissione elettromagnetica del dipolo rotante. Dunque il periodo di rotazione delle pulsar è destinato ad aumentare con l'età dell'oggetto. In alcuni casi però, le pulsar che si trovano in sistemi binari accrescendo massa dalla stella compagna possono essere "riciclate" (si veda Sezione 2.2) e divenire "millisecond pulsars" (MSP), con periodi di rotazione intorno al millisecondo.

1.3.1 Modello del rotatore obliquo

Ancora prima che le pulsar venissero scoperte, nel 1967, Pacini [8] propose un modello di emissione per una NS magnetizzata e in rapida rotazione che presentasse un angolo tra l'asse di dipolo magnetico e l'asse di rotazione. Un oggetto di questo tipo, secondo il modello, dissipa energia irradiando onde elettromagnetiche di frequenza pari al periodo di rotazione e a discapito dell'energia cinetica rotazionale dell'oggetto. Il dispendio di energia dovuto all'emissione causerebbe l'aumento del periodo di rotazione osservato. Siano \vec{m} il momento di dipolo magnetico della NS e α l'angolo che esso forma con l'asse di rotazione. Abbiamo che la proiezione del vettore momento di dipolo magnetico sul piano equatoriale $\vec{m}_e = \vec{m} \sin \alpha$, ruota con la stessa pulsazione ω della stella di neutroni. Secondo la formula di Larmor la potenza irradiata dal dipolo magnetico è data da:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2}{3c^3} \left(\frac{d^2 \vec{m}_e}{dt^2} \right)^2 = \frac{2}{3c^3} (\omega^2 \vec{m} \sin \alpha)^2, \quad (1.8)$$

dove c è la velocità della luce nel vuoto ed E l'energia irradiata. Assumendo che l'energia venga irradiata esclusivamente a spese dell'energia cinetica di rotazione K della stella, abbiamo:

$$\frac{2}{3c^3} (\omega^2 \vec{m} \sin \alpha)^2 = -\frac{dK}{dt} = -I\omega\dot{\omega}, \quad (1.9)$$

dove I è il momento d'inerzia della stella (si assume una simmetria sferica $I = 2MR^2/5$). Dall'equazione (1.9) si trova la relazione $\dot{\omega} \propto -\omega^3$. L'esponente è detto *indice di frenamento* e vale $n = 3$ per un dipolo ideale. In genere, però, assume valori inferiori a 3 ed è conveniente misurarlo per oggetti giovani in quanto il periodo delle pulsar aumenta con l'età ma sempre più lentamente. Anziché impiegare il momento di dipolo magnetico \vec{m}_e , possiamo esprimere l'Eq. (1.9) anche in funzione dell'intensità del campo magnetico B sulla superficie della NS utilizzando la relazione $|\vec{m}_e| \sim BR^3$, con R raggio dell'oggetto. In questo modo si può ricavare il campo magnetico superficiale B della stella di neutroni conoscendo la pulsazione ω e la sua derivata temporale $\dot{\omega}$, che equivale a conoscere il periodo di rotazione P e la sua derivata temporale \dot{P} (sapendo che $\omega = 2\pi/P$ e $\dot{\omega} = -2\pi\dot{P}/P^2$):

$$B = -\left(\frac{3c^3 I \dot{\omega}}{2\omega^3 R^6} \right)^{1/2} = \left(\frac{3c^3 I P \dot{P}}{8\pi^2 R^6} \right)^{1/2} = \text{cost} \cdot (I P \dot{P})^{1/2}. \quad (1.10)$$

Assumendo i valori $R \sim 10$ km e $I \sim 10^{45}$ g cm² troviamo la relazione:

$$B \simeq (10^{39} P \dot{P})^{1/2} \text{ G}. \quad (1.11)$$

Quest'ultima restituisce valori del campo magnetico tra 10^{10} e 10^{14} G.

Dall'equazione (1.9) o (1.10), si può ricavare la quantità di energia cinetica sottratta alla pulsar per unità di tempo:

$$\frac{dK}{dt} \simeq 10^{30} - 10^{36} \text{ erg s}^{-1}, \quad (1.12)$$

che risulta essere diversi ordini di grandezza superiore alla luminosità integrata in campo radio delle pulsar. Dunque solo una piccola frazione dell'energia cinetica rotazionale dell'oggetto è convertita in luminosità in banda radio, la maggior parte di questa è invece irradiata in bande più energetiche, principalmente X e γ .

Cilindro luce:

Come detto in precedenza le pulsar per loro natura presentano un intenso campo magnetico e sono in rapida rotazione, questo comporta la formazione di una *magnetosfera*. Questa struttura, come descritto da Goldreich e Julian [3], è il risultato dell'estrazione dalla superficie della NS, per via degli effetti elettromagnetici, di particelle cariche che poi restano intrappolate all'interno delle linee di forza del campo magnetico. La magnetosfera in questi contesti può raggiungere elevate densità.

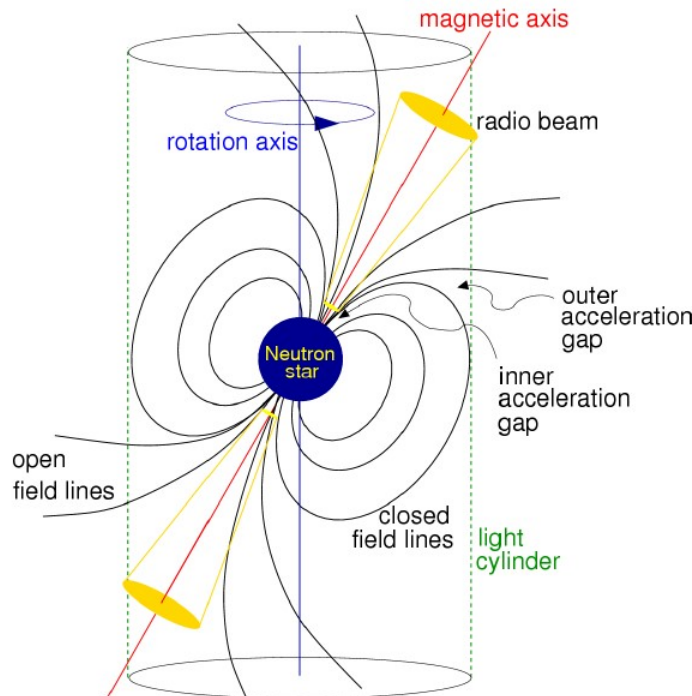


Figura 1.1: Rappresentazione schematica (non in scala) di una pulsar secondo il modello del rotatore obliquo [17]. Nell'immagine si distinguono elementi come il corpo della NS, la sua magnetosfera, l'inclinazione tra l'asse magnetico e rotazionale, il cilindro luce e il cono di emissione.

Le linee di forza del campo magnetico ruotano insieme alla stella di neutroni con la stessa velocità angolare, dunque le particelle cariche sono costrette a corotare con la stella. Questo però non può avvenire per raggi abbastanza grandi perché la velocità di corotazione di tali particelle supererebbe quella della luce. Viene quindi definita una struttura detta *cilindro luce* (Figura 1.1), che coincide con un cilindro coassiale all'asse di rotazione della pulsar con un raggio equivalente alla velocità tangenziale corotante pari a quella della luce (c). La superficie del cilindro luce ha un raggio pari a:

$$R_{cl} = \frac{cP}{2\pi}. \quad (1.13)$$

Inoltre, esiste un angolo θ_p , tale che per $\theta > \theta_p$ le linee di forza del campo magnetico sono chiuse entro il cilindro luce. Si ha:

$$\sin \theta_p^2 = \frac{2\pi R}{cP}. \quad (1.14)$$

Per $\theta < \theta_p$ [18] le linee di forza del campo magnetico sono aperte e possono attraversare la superficie del cilindro luce. Però, per non avere una velocità tangenziale maggiore di c , sono costrette a ritardare ed aprirsi rispetto al moto di rotazione. L'apertura di queste linee forma una struttura a spirale attorno alla stella di neutroni. Le particelle cariche situate nei pressi delle linee chiuse verranno intrappolate all'interno della magnetosfera, mentre quelle nei pressi delle linee aperte possono scorrere lungo di esse e abbandonare la pulsar. Dunque l'angolo che caratterizza le linee di forza del campo magnetico aperte costituisce il cono di emissione dell'oggetto.

Meccanismo di emissione:

Le particelle elettricamente cariche, situate nei pressi della NS, sono costrette a muoversi lungo le linee di forza del campo magnetico, dal quale vengono accelerate per poi irradiare. Questo tipo di emissione è detta *radiazione di curvatura* ed è analoga a quella di sincrotrone. Il campo magnetico della pulsar è così intenso da produrre particelle super relativistiche che tramite l'emissione di curvatura generano fotoni ad energie ultra- γ .

Quest'ultimi interagendo con fotoni di bassa energia o con lo stesso campo magnetico, producono coppie elettrone-positrone (e^\pm). Successivamente i nuovi elettroni prodotti vengono nuovamente accelerati producendo fotoni ad energia più bassa, che interagendo nuovamente con il campo producono nuove coppie e^\pm . Il meccanismo procede in questo modo generando fotoni ad energia progressivamente minore fino a raggiungere le energie del campo radio osservate [4]. La radiazione viene quindi prodotta dalle particelle relativistiche che si generano lungo le linee di forza aperte del campo magnetico.

Dunque l'emissione potrà avvenire solamente entro un cono, centrato sull'asse del dipolo magnetico, definito dalle linee di forza aperte del campo magnetico [8]. Un'emissione di questo tipo è fortemente anisotropa, ed è osservabile solo se l'osservatore è situato all'interno del cono di emissione. Data l'inclinazione dell'asse del dipolo magnetico rispetto a quello di rotazione, l'osservatore si troverà all'interno del cono solo quando questo è puntato verso di esso. A causa di questo il segnale ricevuto è pulsato con periodo corrispondente a quello di rotazione della pulsar.

1.4 Grandezze osservabili delle pulsar

Il segnale delle pulsar è caratterizzato da una serie di impulsi periodici, ricorrenti ad intervalli estremamente regolari. La maggior parte delle pulsar emette in campo radio, anche se come vedremo dopo, nei sistemi binari, in particolari condizioni possono emettere anche in banda X e γ . Per adesso ci concentreremo solo sul segnale radio dato che la maggior parte delle pulsar emette in tale banda.

1.4.1 Proprietà del segnale

Periodi di rotazione:

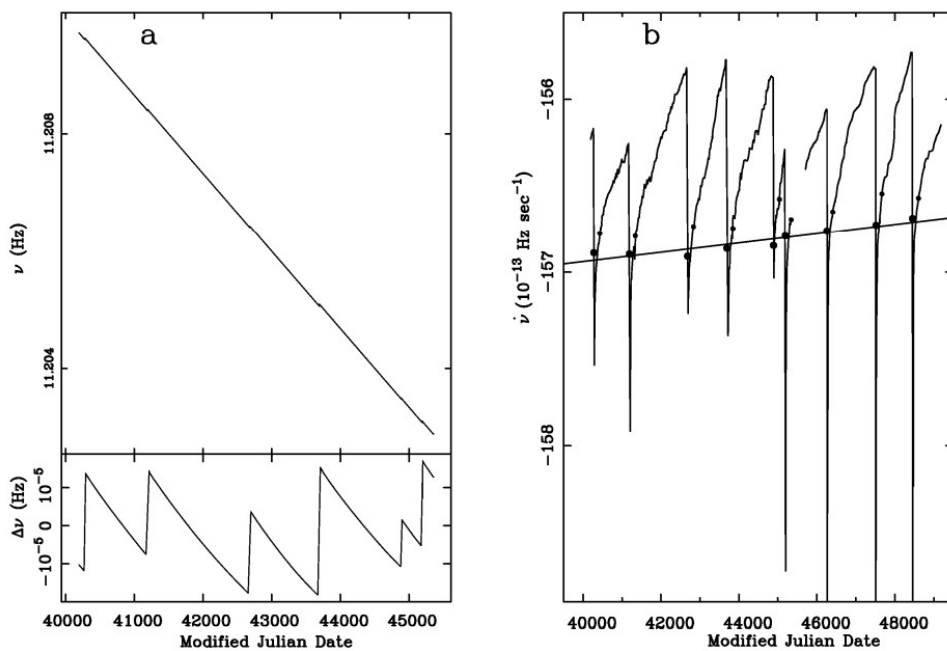


Figura 1.2: Il rallentamento della Vela pulsar [19]. a) la frequenza ν di rotazione in 14 anni ha mostrato 6 glitch. b) l'andamento del rallentamento della frequenza $\dot{\nu}$ in 25 anni.

La finestra dei periodi di spin tipici delle pulsar si estende da un minimo di qualche millisecondo ad un massimo di alcuni secondi. Gli oggetti con periodo inferiore a 30 ms rientrano nella famiglia delle pulsar al millisecondo e si ritiene che siano tra le pulsar più vecchie. I periodi delle pulsar presentano stabilità elevatissime, ma se misurati con adeguata precisione manifestano lente variazioni sistematiche sempre positive: i loro periodi aumentano. Questo è causato dal rallentamento della velocità di spin dell'oggetto che avviene lentamente nel tempo a causa della perdita di energia cinetica, in accordo con il modello del rotatore obliquo.

Tale processo (di *spin-down*) non avviene sempre in modo costante, ma in alcuni casi presenta delle irregolarità con la manifestazione di "glitch", processi non del tutto compresi, che riaccelerano brevemente il periodo. Questi glitch si manifestano prevalentemente in oggetti giovani, un esempio è presente in Figura 1.2, dove è riportata una finestra del periodo della Vela pulsar.

Profilo integrato:

Il segnale emesso dalle radio pulsar in genere è molto debole ed è rilevabile solo per gli oggetti più vicini con l'uso di recenti radiotelescopi. La forma dell'impulso è molto diversa a seconda dell'oggetto considerato, ma può variare anche per impulsi diversi della stessa pulsar.

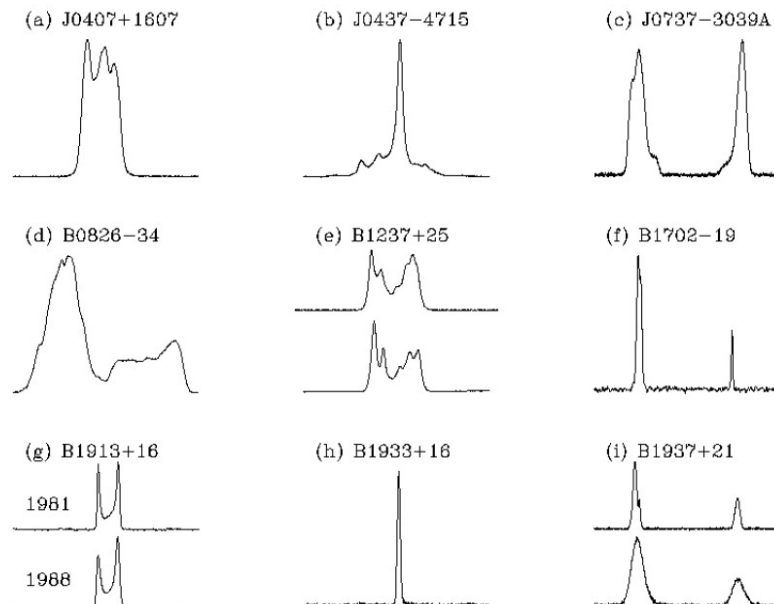


Figura 1.3: Esempio del profilo integrato dell'impulso di una pulsar (9 oggetti presi da [17]). A parte PSR B1237+25 tutti gli altri profili mostrano una fase di rotazione di 360° . I profili in alto mostrano la vera forma dell'impulso, mentre quelli in basso sono stati presi con una risoluzione temporale inferiore.

Infatti in genere si considera il *profilo integrato della pulsar*, dato dalla somma dei singoli profili (folding), che risulta essere stabile e viene considerato come un'impronta digitale per la pulsar in esame. In Figura 1.3 sono riportati alcuni profili integrati. Si nota fin da subito la diversa forma dell'impulso: alcuni sono molto vicini alla forma gaussiana, altri presentano forme più irregolari.

Inoltre alcune presentano anche un *interimpulso*, che può essere interpretato come il segnale del polo opposto. Questo tipo di pulsar dovrebbe avere un'inclinazione elevata tra l'asse del dipolo magnetico e quello di rotazione. Contrapposte a queste ci sono casi in cui l'impulso ricopre tutto il periodo del segnale, che suggerisce un'inclinazione bassa e dunque un piccolo angolo α .

Spettro di emissione:

Dallo studio dei profili integrati si trova una correlazione tra frequenza e flusso dell'impulso. Lo spettro segue una legge di potenza del tipo:

$$S(\nu) \propto \nu^{-\alpha}, \quad (1.15)$$

dove $\alpha \sim 1.5$ viene detto *indice spettrale*. Solitamente in campo radio l'intensità del segnale viene misurata in Jansky ($1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$).

Polarizzazione:

Quello emesso dalle pulsar è tra i segnali con il più alto grado di polarizzazione prodotto da una radiosorgente. Da uno studio condotto su un campione di 300 pulsar [20], si è visto che il segnale mediamente possiede una polarizzazione lineare attorno al 20% e una polarizzazione circolare del 10%. Inoltre il piano di polarizzazione ruota all'interno dell'impulso fino a 180° .

1.4.2 Età delle pulsar

Dalle osservazioni si deduce che il periodo delle pulsar si allunga sistematicamente nel tempo. Dal modello del rotatore obliquo si ha che il prodotto tra il periodo e la sua derivata è costante se il campo magnetico non varia notevolmente. Possiamo quindi scrivere:

$$P\dot{P} = \text{cost} \Rightarrow \text{cost} \cdot dt = PdP. \quad (1.16)$$

Integrando quest'ultima tra il periodo di osservazione P e il periodo alla nascita P_0 , abbiamo la relazione:

$$\cos t \cdot t = \frac{P^2}{2} - \frac{P_0^2}{2}. \quad (1.17)$$

Assumendo un periodo iniziale $P_0 \simeq 0$ otteniamo l'età caratteristica dell'oggetto:

$$\tau \simeq \frac{P^2}{2\dot{P}} = \frac{P}{2\dot{P}}. \quad (1.18)$$

L'età caratteristica delle pulsar è dunque facilmente ottenibile conoscendo solamente il periodo e la sua derivata, entrambi direttamente osservabili. Un'altra stima possibile per l'età delle pulsar deriva dalla loro altezza sul piano galattico (z), nell'ipotesi che alla nascita giacesse tutte sul piano della galassia a $z = 0$.

Questa è detta *età cinematica* e si trova in ottimo accordo con le stime dell'età caratteristica per valori inferiori a 10^6 anni. Questo perché le pulsar più vecchie potrebbero aver già raggiunto la massima altezza z sul piano galattico e star nuovamente ricadendo su di esso. Inoltre la stima dell'età per le pulsar riciclate è assai complicata, ma di questo ripareremo nel Capitolo 3.4.

1.4.3 Moti propri

Le pulsar sono tra gli oggetti che si muovono più velocemente nella galassia. A questa conclusione si arriva dallo studio del periodo che si basa sulla misura dei tempi d'arrivo (TOA) degli impulsi. La frequenza d'arrivo degli impulsi è influenzata dall'effetto doppler dovuto al moto reciproco sorgente-osservatore.

Dunque il periodo si accorcia o si allunga a seconda che la terra si muova verso la pulsar o si allontani da essa. Questo comporta delle variazioni sinusoidali della durata del periodo. Possiamo eliminare l'effetto considerando un sistema di riferimento solidale al centro di massa del sistema solare. Una volta fatta questa correzione l'andamento sinusoidale osservato è dovuto interamente al moto proprio della pulsar di cui è possibile fare una stima.

Se conosciamo la distanza dai moti propri è possibile ricavare la velocità trasversale v_{\perp} . Si osservano valori compresi tra ~ 80 e $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$, con valori medi attorno a 200 km s^{-1} . Queste velocità sono molto maggiori rispetto a quelle delle stelle che popolano il disco galattico [21]. Questa discrepanza può essere spiegata considerando un'asimmetria durante l'esplosione di supernova, che può lanciare la stella di neutroni ad alta velocità in una direzione casuale [11].

1.5 Evoluzione delle pulsar

Come abbiamo precedentemente discusso, le grandezze fisiche che caratterizzano maggiormente le pulsar e possono variare durante la loro vita sono principalmente il periodo P , la sua derivata \dot{P} e il campo magnetico B .

1.5.1 Diagramma P - \dot{P}

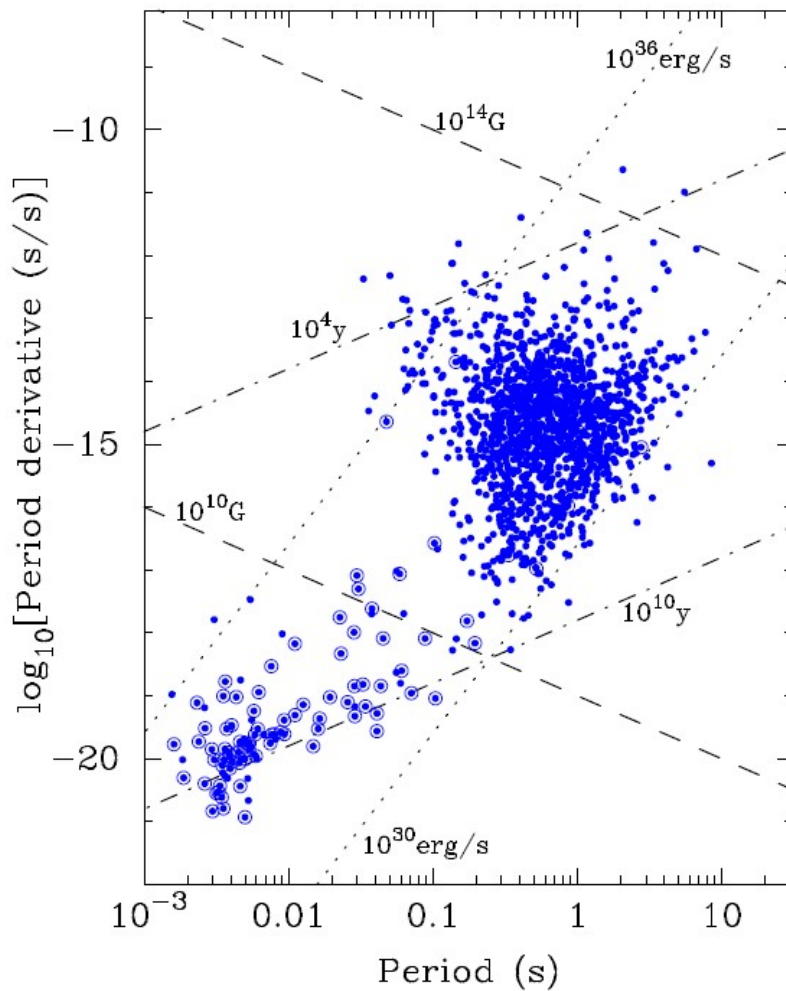


Figura 1.4: Diagramma che mostra la derivata del periodo di rotazione in funzione del periodo [22]. Le pulsar isolate sono raffigurate da puntini mentre quelle in sistemi binari da puntini cerchiati. Le linee tratteggiate indicano campi magnetici costanti, quelle tratto-punto età costanti e quelle punto-punto rate di perdita d'energia rotazionale costanti.

Uno degli strumenti fondamentali nello studio dell'evoluzione delle pulsar è il diagramma P - \dot{P} (Figura 1.4), che correla il periodo di spin P con il suo tasso di rallentamento \dot{P} . Ci accorgiamo sin da subito che grazie a queste due osservabili, si possono distinguere due diverse popolazioni di pulsar che occupano macro aree differenti all'interno del diagramma.

Le pulsar generalmente nascono con periodi molto brevi ma, come visto dal modello del rotatore obliquo, con il tempo il loro periodo cresce a causa dell'emissione di energia radiativa a scapito di quella rotazionale. Affinché si mantenga attivo il processo di emissione deve essere presente un campo magnetico intenso ed un'elevata energia cinetica rotazionale. Per quello che sappiamo se la quantità $P-\dot{P}$ si riduce, anche il campo magnetico B dovrà subire un indebolimento. Invecchiando le pulsar allungano il loro periodo e si spostano dal lato sinistro del diagramma, dove sono presenti le pulsar più giovani, a quello destro, dove oltre una linea detta *death line* diventano radioquiete in quanto il loro meccanismo di emissione diviene inefficiente. Solitamente una pulsar muore dopo $\sim 10^7$ anni dalla nascita con un periodo di alcuni secondi.

Come detto in precedenza il diagramma mostra le pulsar raggruppate in due popolazioni distinte. Le pulsar ordinarie occupano la zona centrale del diagramma e seguono l'andamento evolutivo appena descritto. Mentre una seconda popolazione occupa la zona in basso a sinistra del diagramma. Queste sono le già citate *millisecond pulsar*, che presentano campi magnetici molto piccoli e periodi di spin molto brevi (vedasi Figura 1.4). Dal diagramma si nota anche che le due popolazioni mostrano tassi di rallentamento molto differenti. Nel caso delle MSP sono molto più piccoli ($\dot{P} \sim 10^{-19}$ s/s) rispetto alle pulsar ordinarie ($\dot{P} \sim 10^{-15}$ s/s).

Questa differenza si ripercuote sulla forza del campo magnetico che per le MSP risulta molto meno intenso, con valori intorno a 10^8 G paragonati ai 10^{12} G delle pulsar standard. Anche l'età caratteristica differisce molto tra le due classi di oggetti con valori di 10^7 anni per le pulsar ordinarie rispetto ai 10^9 anni per le MSP, che risultano essere molto più vecchie. Infine nel diagramma si può notare il tasso di perdita di energia cinetica, che per gli oggetti più giovani risulta essere maggiore, con valori di 10^{36} erg s⁻¹, rispetto alle stelle più vecchie, che presentano valori di 10^{30} erg s⁻¹. Quest'ultima soglia rappresenta la *death line*, oltre la quale una pulsar si spegne.

1.5.2 Popolazioni principali

Possiamo distinguere tre macro categorie di pulsar in base ai meccanismi energetici che le alimentano e ne generano l'emissione:

- *Pulsar Ordinarie* : sono la tipologia finora maggiormente trattata e rispecchiano il caso classico descritto dal modello del rotatore obliquo. Questa tipologia emette in banda radio grazie all'energia cinetica rotazionale della stella.
- *Magnetars* : questa è la categoria di pulsar meno conosciuta, e si distingue per un'elevata forza del campo magnetico (10^{14-15} G).

- *Pulsar-X* : questa classe di pulsar è circoscritta ai sistemi binari quando la stella di neutroni inizia ad accrescere materiale dalla stella compagna. In queste condizioni il meccanismo di emissione radio della pulsar viene schermato dal materiale di accrescimento che, sotto forma di plasma, emette in banda X .

1.5.3 Modello del recycling

Questo modello dà una spiegazione alla natura e alla formazione delle MSP. Mostra come questi oggetti possano presentare periodi inferiori alle normali pulsar pur avendo età maggiori. Se una pulsar appartiene ad un sistema binario, successivamente alla fase in cui ha superato la death line e si è spenta, in appropriate circostanze, si possono verificare dei processi che permettono alla pulsar di essere riciclata e di tornare ad essere un corpo attivo che emette in campo radio. Infatti se abbiamo una configurazione del sistema in cui la stella compagna è nelle condizioni di trasferire materiale alla NS (riempie il suo lobo di Roche), accade che la pulsar, ormai spenta, inizi ad accrescere materiale dalla compagna.

Quando questo accade il materiale che viene accresciuto trasferisce momento angolare alla stella di neutroni che inizia ad aumentare la propria velocità di rotazione. In questa fase il materiale in caduta verso la stella di neutroni emette in banda X , quindi questi sistemi vengono chiamati pulsar- X . Una volta che la fase di accrescimento si arresta avremo una MSP che tornerà ad emettere in campo radio. Dopo questo processo il campo magnetico della pulsar subisce un forte smorzamento, probabilmente dovuto all'accrescimento stesso.

1.5.4 Diagramma B - P

Un altro diagramma fondamentale nello studio evolutivo delle pulsar è il diagramma B - P (Figura 1.5), che correla l'intensità del campo magnetico al periodo di rotazione. Come è visibile dal grafico in Figura 1.5, le pulsar si distribuiscono in tre famiglie che occupano tre porzioni diverse del diagramma. In basso a sinistra, sotto la *spin-up line* (rappresentata in rosso), troviamo le MSP con periodi inferiori a 20 ms e campi magnetici compresi tra $10^{7.5-9}$ G. Per questa classe di pulsar si ha una legge $B \propto P^{7/6}$ [23].

La linea di spin-up è definita dall'uguaglianza tra la velocità di spin della stella di neutroni e la velocità kepleriana del materiale in accrescimento al confine della magnetosfera. In alto a destra sopra la linea di spin-up, sono collocate le magnetars che possiedono campi magnetici molto intensi (10^{14-15} G). Queste si presentano come sorgenti anomale in X (AXP) oppure come sorgenti deboli di raggi γ (SGR). Infine, collocate grossomodo nel centro del diagramma, troviamo le pulsar ordinarie con campi magnetici dell'ordine di $10^{12.5}$ G. Questa famiglia si distribuisce sia sopra che sotto la linea di spin-up.

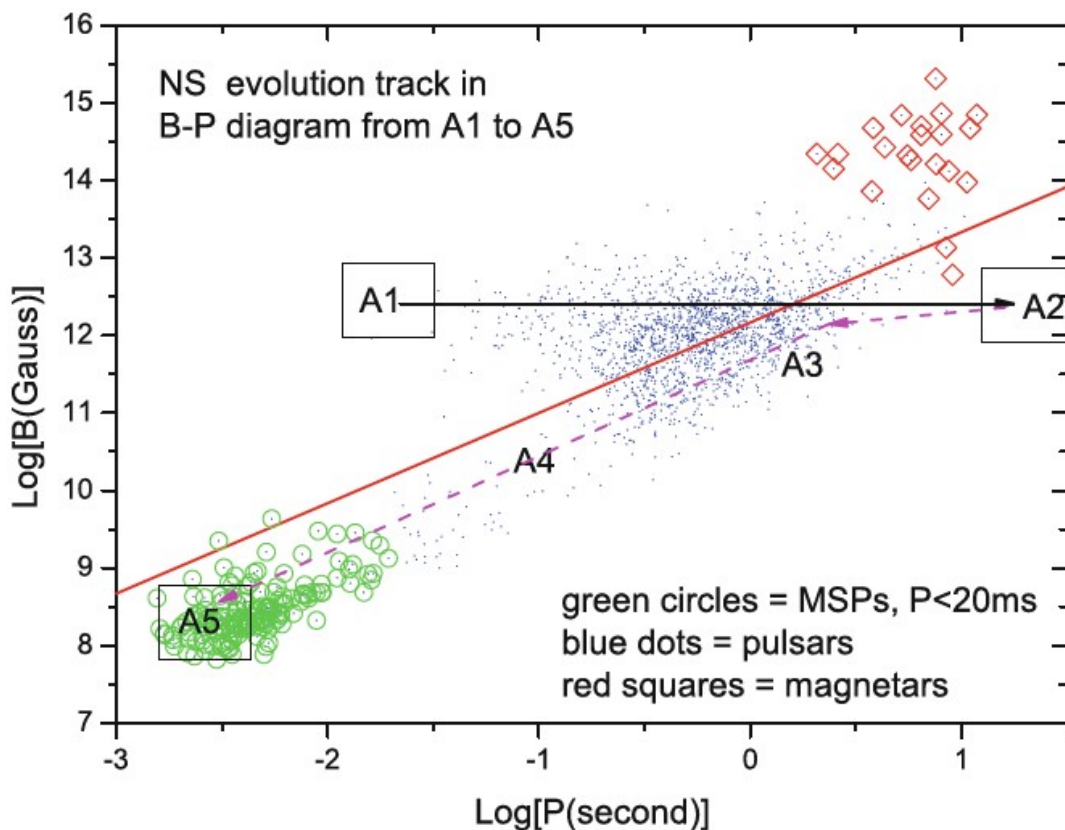


Figura 1.5: Diagramma che mostra il campo magnetico in funzione del periodo della pulsar. Lo studio [23] si è basato sui dati del catalogo ATNF (Manchester 2005) [6]. La linea nera continua A1-A2 rappresenta lo spostamento subito durante l'evoluzione dell'oggetto, mentre la linea tratteggiata A2-A3-A4-A5 raffigura il percorso evolutivo della NS durante il suo riciclo, ed infine la linea di spin-up in rosso. Nel diagramma sono riportate tre famiglie di pulsar, le magnetars raffigurate da quadrati rossi, le pulsar ordinarie da puntini blu e le MSP da cerchi verdi.

Le pulsar ordinarie alla nascita sono pressapoco collocate nella regione A1 del diagramma, con periodi attorno a $\sim 20\text{ms}$. Queste evolvono, perdendo energia durante l'emissione, dalla regione A1 alla regione A2 verso destra nel diagramma, allungando il proprio periodo fino a 10 s in circa 100 milioni di anni. Più intenso è il campo magnetico iniziale maggiore sarà l'allungamento del periodo risultante, questo effetto si vede per le magnetars che subiscono un allungamento del periodo fino a 10 s, in un tempo minore di $\sim 10^4$ anni.

Mentre il periodo si allunga durante la vita dell'oggetto, per le pulsar ordinarie non c'è un'evidenza concreta del decadimento del campo magnetico che invece rimane costante. Se una pulsar appartiene a un sistema binario, arrivata nella regione A2 del diagramma, può subire un'ulteriore evoluzione accrescendo materiale dalla stella compagna e velocizzando la propria rotazione. Questi oggetti evolvono muovendosi dalla regione A2 alla regione A5 lungo la linea tratteggiata.

Come si può vedere, si muovono verso sinistra diminuendo il proprio periodo durante l'accrescimento di materiale, ma si muovono anche verso il basso per il decadimento che subisce il campo magnetico durante tale processo. Ci sono anche casi di sistemi doppi di stelle di neutroni dove, solitamente, la stella primaria è una pulsar riciclata e la secondaria una normale NS. In questi sistemi, durante l'accrescimento, si osserva un decadimento del campo magnetico di due ordini di grandezza fino a 10^{9-10} G e un rallentamento della rotazione fino a ~ 50 ms.

Nel diagramma questi sistemi evolvono dalla regione A2 fino alla regione A4 dove persistono dopo l'accrescimento di materiale. Si nota che il campo magnetico, una volta finita la fase di accrescimento, non subisce più indebolimenti. Questa è una chiara evidenza che il decadimento del campo magnetico è legato in qualche modo all'accrescimento di materiale ([24], si veda anche Sezione 2.2.6 di questa tesi).

1.6 Distribuzione galattica delle pulsar

Guardando la Figura 1.6 possiamo constatare che le pulsar ordinarie si distribuiscono maggiormente nei dintorni del piano galattico. Questo segue l'ipotesi che esse derivino dall'evoluzione finale di stelle massicce di tipo spettrale O-B, a loro volta situate nel piano galattico. Anche le pulsar più giovani, osservate alle alte energie, si distribuiscono prevalentemente sul piano della galassia. Le pulsar osservate si collocano principalmente nei dintorni solari.

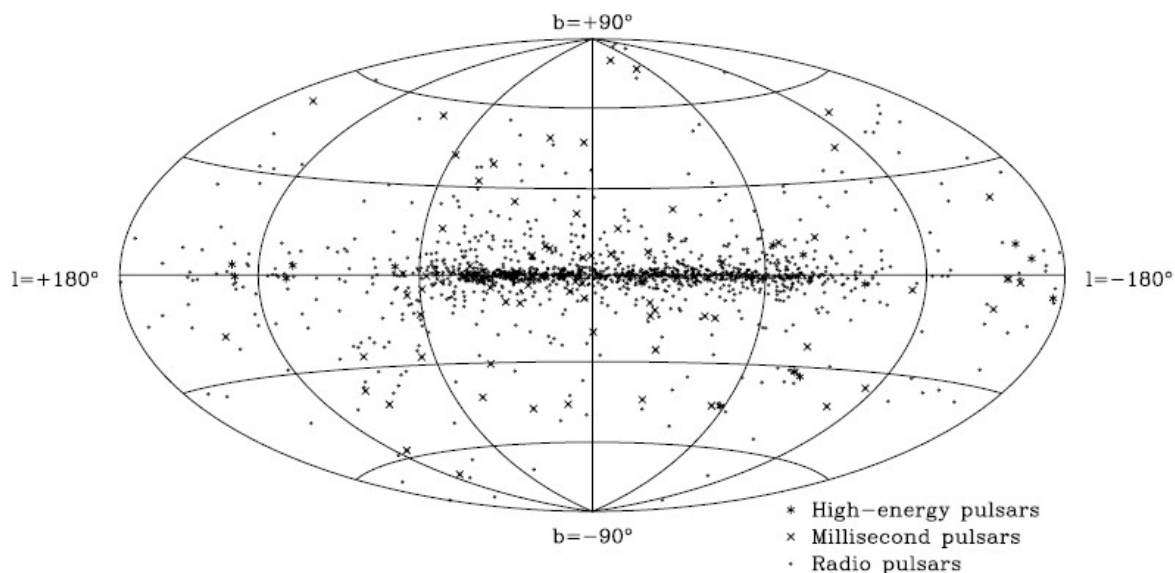


Figura 1.6: Distribuzione in coordinate galattiche di un campione composto da 1509 pulsar. Le sorgenti osservate si suddividono in radio pulsar (rappresentate con un puntino), MSP (rappresentate con una x) e pulsar alle alte energie (raffigurate con un asterisco) [6].

Questo può essere attribuito all'emissione anisotropa delle pulsar e al loro segnale debole. Invece, le MSP, che si originano dai sistemi binari, presentano una distribuzione casuale ed uniforme all'interno della galassia. Un istogramma esemplificativo è riportato in Figura 1.7. Qui vi sono le 1509 pulsar dello studio [6] suddivise in base al loro periodo e alla famiglia di appartenenza.

Questo istogramma mostra la chiara dicotomia tra le pulsar ordinarie e le MSP. Le pulsar in sistemi binari (associate alle MSP) dominano in numero periodi del millisecondo e sono situate sulla sinistra nell'istogramma, mentre le AXP dominano la parte destra con periodi attorno a 5-12 s e le pulsar giovani alle alte energie la zona centrale con periodi in un intervallo di 30-150 ms. Infine notiamo che le pulsar isolate ordinarie costituiscono la famiglia più numerosa di oggetti.

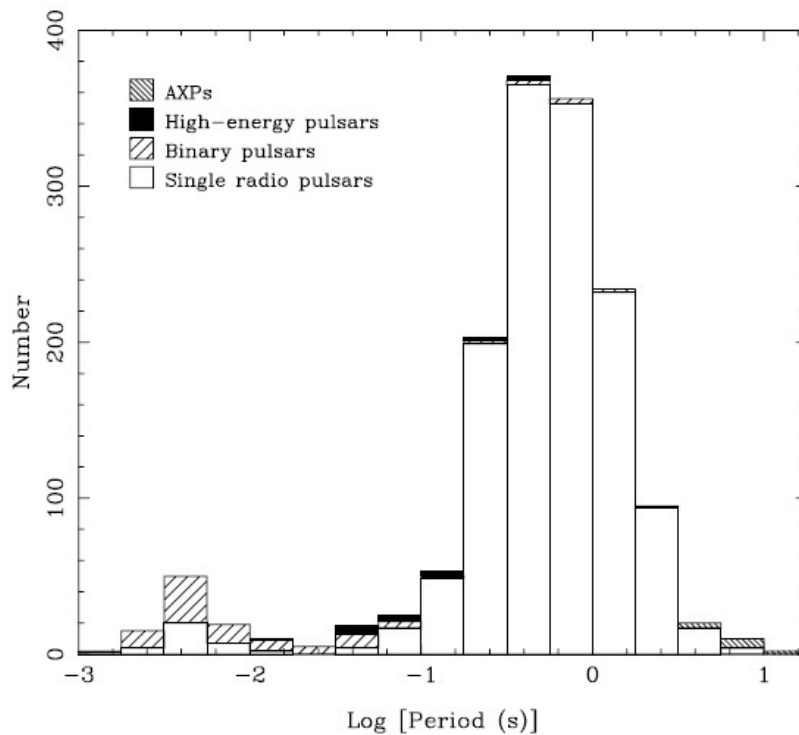


Figura 1.7: Diagramma che mostra come si suddividono le 1509 pulsar del campione studiato [6] in base alla loro tipologia (pulsar ordinarie, MSP, pulsar alle alte energie e AXP) e al loro periodo .

Capitolo 2

Pulsar-X in sistemi binari

Come detto in precedenza le stelle di neutroni possono formarsi anche in sistemi binari. La sopravvivenza del sistema binario dopo l'esplosione di supernova che genera la pulsar è consentita, per il teorema del viriale, solo se

$$M_E \leq \frac{1}{2}M_T, \quad (2.1)$$

ove M_E è la massa espulsa durante l'esplosione di supernova e M_T è la massa totale del sistema binario prima dell'esplosione. Se questa condizione non viene rispettata, in seguito all'evento, il sistema binario si slega dando origine ad una pulsar isolata. Anche altri fattori entrano in gioco, come la grandezza dell'orbita del sistema e il "kick" che si genera durante l'esplosione. Il fenomeno del kick (dunque un "calcio" dato alla NS dopo l'esplosione) non è ancora ben noto (si pensa sia dovuto ad asimmetrie durante l'esplosione di supernova) e, a seconda della direzione in cui si verifica, può sia agevolare che impedire lo slegamento del sistema binario [11].

La configurazione del sistema che si ottiene dopo la formazione della stella di neutroni continua a dipendere principalmente dalla massa degli oggetti presenti e dall'orbita del sistema, queste due componenti sanciscono il percorso evolutivo futuro del sistema. Solitamente nei sistemi binari, dopo che la pulsar è diventata radioquieten, quando la compagna riempie il suo lobo di Roche, si manifesta il riciclo della pulsar tramite accrescimento di materiale dalla stella secondaria che, come già visto, prima genera una pulsar ad emissione X ed a seguire, al termine del processo, una pulsar al millisecondo. In generale questo avviene per sistemi "IMXB" (*intermediate-mass X-ray binaries*) e sistemi "LMXB" (*low-mass X-ray binaries*), con la formazione, al termine della fase di riciclo, di una nana bianca (WD) di tipo CO (carbonio-ossigeno) o di tipo He (elio), rispettivamente.

Nei casi di sistemi binari aventi stelle più massicce "HMXB" (*high-mass X-ray binaries*) invece, può succedere che anche la stella secondaria esploda in una supernova e generi una seconda stella di neutroni. Il risultato è che questi sistemi presentano un stella di neutroni ed una MSP. Questo sempre che il sistema resista anche al secondo evento di supernova.

2.1 Trasferimento di massa RLO

Consideriamo dunque un sistema di stelle binario avente una componente compatta, la stella di neutroni, e una stella donatrice non degenera. Se la separazione orbitale tra le due stelle lo consente, la stella secondaria evolvendo si espande aumentando il suo raggio e riempiendo la sua superficie equipotenziale comune interna, detta anche "lobo di Roche". Così facendo diventa una stella donatrice che può trasferire materiale alla stella di neutroni. Quando questo processo si instaura vengono rotti l'equilibrio idrostatico e l'equilibrio termico della stella donatrice, con conseguente espansione o restringimento di quest'ultima in brevi tempi scala dinamici e più lunghi tempi scala termici, rispettivamente.

La stabilità del trasferimento di massa dipende dall'evoluzione del raggio della stella donatrice e il raggio del suo lobo di Roche. Infatti questo processo di accrescimento incide sulla configurazione e stabilità del sistema perché ne altera la dinamica andandone a modificare il momento angolare orbitale, che poi si ripercuote anche sulla dimensione del lobo di Roche della stella donatrice. Il procedimento del trasferimento di massa si verifica quando il materiale della stella donatrice oltrepassa il suo lobo di Roche. Questo fenomeno viene comunemente detto "Lobe Roche Overflow" (RLO). Nell'articolo [1] si distinguono tre diverse modalità in base alla geometria del sistema e allo stato evolutivo della stella donatrice:

- *Caso A RLO* : Il trasferimento di massa RLO inizia quando la stella donatrice sta evolvendo lungo la sua sequenza principale (MS), ed in genere questo caso si manifesta in un tempo scala evolutivo nucleare.
- *Caso B RLO* : Qui il trasferimento si manifesta quando la stella donatrice inizia la fase di bruciamento della shell di idrogeno attorno al nucleo e segue un tempo scala termico.
- *Caso C RLO* : Il processo inizia quando la stella donatrice si trova nella fase di bruciamento della shell di elio e si verifica in un tempo scala dinamico.

Andiamo a considerare singolarmente la natura delle varie modalità di accrescimento (RLO) che si possono manifestare, affrontandole in ordine di complessità crescente affidandoci all'analisi svolta nello studio [1].

2.1.1 Caso C RLO - Trasferimento di massa dinamicamente instabile

Questa modalità di accrescimento riguarda sistemi aventi grandi orbite con lunghi periodi orbitali ($P_{\text{orb}} \simeq 10^2\text{-}10^3$ giorni). La presenza di una grande distanza tra i due oggetti del sistema permette alla secondaria di evolvere, fino ad entrare nella sua fase di gigante AGB, prima di aver riempito completamente il suo lobo di Roche. Una stella di questo tipo in questa fase della sua vita presenta un involucro convettivo con esponente adiabatico massa-raggio negativo ($\xi = \partial \ln R / \partial \ln M < 0$). L'esponente ξ è un parametro che descrive come varia il raggio stellare in risposta a variazioni della massa. Un valore negativo di ξ comporta un'espansione del raggio per la stella, e quindi del suo involucro, che però mantiene la stessa massa.

Quando il materiale che costituisce l'involucro, durante l'espansione della stella, oltrepassa il lobo di Roche (RLO) della stessa stella, inizia l'accrescimento da parte della NS. La risposta che si manifesta nella stella donatrice alla perdita di massa subita è una ulteriore espansione che provoca un riempimento ancora più violento del suo lobo di Roche. Inoltre se la stella donatrice possiede una massa superiore alla stella di neutroni che ne accresce il materiale, si verifica un restringimento dell'orbita del sistema che implica un rimpicciolimento del raggio del lobo di Roche della stella donatrice e dunque un tasso di perdita di massa per quest'ultima ancora maggiore. Questa repentina espulsione di materiale che si verifica ai danni della stella donatrice porta alla formazione di un involucro comune per il sistema (CE, common envelope) e ad una successiva fase di avvicinamento dei due oggetti in una caduta a spirale (spiral-in phase) [25].

La riduzione dell'orbita è dovuta ad una perdita di energia orbitale che può essere attribuita al movimento della stella di neutroni, che una volta catturata nel CE, genera un attrito che dissipa energia orbitale. Questo fenomeno, in certi casi, può portare anche all'espulsione dell'intero CE. Un dato di massima importanza che si vuole ricavare nello studio di questi sistemi è, appunto, la variazione della separazione orbitale tra i due oggetti prima e dopo la manifestazione della fase di CE. Dal formalismo di Webbink [26] e di de Kool [27] possiamo scrivere l'energia di legame dell'involucro, all'inizio della fase di trasferimento di massa RLO, come $-GM_2M_{\text{env}}/\lambda R_2$. Dove M_2 è la massa della stella donatrice, M_{env} la massa del suo involucro ed R_2 è il raggio del lobo di Roche della donatrice all'inizio della fase di CE.

Il parametro λ , invece, esprime l'energia di legame dell'involucro della stella donatrice, questo dipende fortemente dallo stadio evolutivo di quest'ultima, e quindi dal suo raggio, prima del processo di trasferimento di massa [28]. L'energia di legame totale dell'involucro comprende sia l'energia gravitazionale di legame (negativa), che l'energia termica (positiva). Quest'ultima racchiude anche l'energia della radiazione, termini dovuti alla ionizzazione dell'idrogeno e dell'elio, alla dissociazione di idrogeno molecolare e infine anche il contributo dell'energia di Fermi dovuta agli elettroni degeneri.

Conoscendo il raggio della stella donatrice e il parametro λ , facilmente ottenibile dai modelli di struttura stellare, si può calcolare la variazione della separazione orbitale dei due oggetti avvenuta nella fase di caduta a spirale con conseguente espulsione dell'involuppo. Nello studio [1] si definisce il parametro η_{ce} che esprime l'efficienza delle forze di trascinamento che si manifestano dalla conversione di energia gravitazionale ($E_{orb} = -GM_2M_1/2a$) in energia cinetica, con M_1 massa della stella di neutroni. Sarà poi quest'ultima a generare i moti che provvedono all'espulsione dell'involuppo. Sapendo che $E_{env} \equiv \eta_{ce}\Delta E_{orb}$, si ricava la nota espressione del rapporto tra la separazione orbitale dopo e prima della fase di CE:

$$\frac{a}{a_0} = \frac{M_{core} \cdot M_1}{M_2} \frac{1}{M_1 + 2M_{env}/(\eta_{ce}\lambda r_L)}, \quad (2.2)$$

dove a_0 ed a sono le separazioni orbitali prima e dopo questa fase, M_1 è la massa della stella di neutroni ed $M_{core} = M_2 - M_{env}$ è la massa del nucleo della stella secondaria (essenzialmente la massa della nana bianca che si formerà). In genere il parametro di efficienza è dell'ordine del 30% ($\eta_{ce} \simeq 0.3$). Questo valore potrebbe non essere universale ma dipendere dalle caratteristiche del sistema come il rapporto delle masse dei due oggetti che ne fanno parte. Le evidenze osservative ci fanno assumere, in buona approssimazione, che la stella di neutroni non accresca significativamente la sua massa durante la fase di caduta a spirale ($\sim 10^3$ anni).

Per calcolare la formazione e l'evoluzione dell'involuppo comune, si introduce il parametro $k \equiv q_0/q$, dove q_0 e q sono il rapporto tra le masse della stella donatrice e della stella di neutroni iniziale e finale rispettivamente. Se assumiamo la massa della stella di neutroni costante durante la fase di CE allora possiamo scrivere $k = M_2/M_{core}$. Il valore di k rappresenta la massa della stella donatrice in unità della massa del suo nucleo all'inizio della fase di accrescimento (RLO). Così facendo si modifica l'equazione (2.2) ottenendo:

$$\frac{a}{a_0} = \frac{k^{-1}}{1 + 2q(k-1)/\eta_{CE}\lambda r_L} = [k + 2q_0(k-1)/\eta_{CE}\lambda r_L]^{-1}. \quad (2.3)$$

Il valore del rapporto tra le masse dopo la fase di CE ($q = M_{WD}/M_{NS}$) è direttamente misurabile dalle osservazioni. Quello che si vuole ottenere, per prima cosa, è una stima per M_2 , la massa della stella donatrice nel sistema in esame, sapendo che $k = M_2/M_{WD}$. Assumendo il valore osservato di M_{WD} pari alla massa del nucleo della stella progenitrice è possibile determinare il valore di M_2 , e di conseguenza il valore di k . Infine dall'equazione (2.3) è possibile arrivare a calcolare a_0 , la separazione orbitale prima della fase di CE, e dunque il raggio iniziale del lobo di Roche della stella donatrice.

2.1.2 Caso B RLO - Trasferimento di massa in un tempo scala termico

Questo è il caso di una fase di trasferimento di massa che ha la durata di un tempo scala termico. Il processo si manifesta quando la stella donatrice del sistema, ipotizzata avere $3-5 M_{\odot}$, appena dopo aver abbandonato la sequenza principale, approccia la sua fase evolutiva RGB (early case B). Quando questo accade la donatrice possiede ancora un involucro radiativo e si espande riempiendo velocemente il suo lobo di Roche. Se il rapporto iniziale tra le masse della stella donatrice e della NS è dell'ordine di $q_0 \simeq 2-3$, l'orbita del sistema si restringe significativamente in seguito alla perdita di massa. Questo porta ad un tasso di trasferimento di massa super-Eddington che consente di applicare la modalità di re-emissione isotropa del trasferimento di massa [23].

Questo modello prevede il fluire della materia dalla stella donatrice (M_2) verso la stella di neutroni (M_{NS}) in modo conservativo. Successivamente si ha l'espulsione di una frazione β di questa materia accresciuta, nelle vicinanze della NS, che possiede il momento angolare orbitale specifico della stella stessa. Integrando l'equazione di bilancio del momento angolare orbitale è possibile trovare il cambiamento nella separazione orbitale che si manifesta durante la re-emissione isotropa che avviene durante la fase di accrescimento di massa RLO (in cui si assume β costante):

$$\frac{a}{a_0} = \left(\frac{q_0(1-\beta) + 1}{q(1-\beta)} \right)^{(3\beta-5)/(1-\beta)} \left(\frac{q_0 + 1}{q + 1} \right) \left(\frac{q_0}{q} \right)^2. \quad (2.4)$$

Nei sistemi di massa intermedia (IMXB) viene accresciuta poca massa dalla stella di neutroni, questo perché il trasferimento si manifesta in un tempo scala molto breve (~ 1 Myr). Inoltre l'accrescimento avviene con un tasso di trasferimento super-Eddington ($10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) che provoca l'espulsione dal sistema della maggior parte del materiale. Il risultato è che la stella di neutroni riesce ad accrescere alcune $10^{-2} M_{\odot}$ che generano una MSP con periodi di rotazione > 10 ms. Considerando l'equazione (2.4) nel limite di $\beta \rightarrow 1$ e la terza legge di Keplero, si ottiene il cambiamento nel periodo orbitale prima e dopo la fase di accrescimento

$$\lim_{\beta \rightarrow 1} \left(\frac{P}{P_0} \right) = \left(\frac{kq + 1}{q + 1} \right)^2 k^3 e^{3q(1-k)}. \quad (2.5)$$

2.1.3 Caso A RLO - Trasferimento di massa da una stella in MS

Il caso A è il più complesso da analizzare. La massa del nucleo stimata alla fase TAMS (Terminal Age Main Sequence) potrebbe non essere un buon indicatore per la massa finale della WD evolutasi da una stella donatrice tramite caso A RLO in sistemi binari-X. Questo per due principali motivi:

(1) il materiale forzatamente strappato alla stella donatrice, quando il lobo di Roche si stringe attorno ad essa, condiziona l'evoluzione di quest'ultima che evolverà come una stella di massa inferiore.

(2) La formazione di una shell di idrogeno durante la fase finale del trasferimento di massa provoca la crescita del nucleo di elio prodotto dal bruciamento.

In genere ci si aspetta che la nana bianca finale sia più massiccia del nucleo della stella progenitrice alla TAMS. I tipici sistemi che manifestano questa modalità di trasferimento di massa sono quelli compatti di massa intermedia IMXB. Come PSR J1614-2230 analizzato nello studio [1] (si veda anche la discussione in Sezione 2.4).

Per quest'ultimo si considera un'evoluzione a partire da un sistema con massa iniziale di $4.5 M_{\odot}$ per la donatrice, di $1.68 M_{\odot}$ per la NS ed un periodo orbitale iniziale di 2.2 giorni. Inoltre si ammette un overshooting convettivo dal nucleo con un parametro di $\delta_{ov} = 0.20$. Questo fenomeno interessa la zona di confine nella stella, definita dal criterio di Schwarzschild, che separa le regioni interne dove il trasporto dell'energia è convettivo dalle zone più esterne con un trasporto radiativo.

Le bolle che si formano nella zona convettiva, quando oltrepassano questo confine, possiedono ancora una certa velocità e, spinte dalla loro inerzia, penetrano nella zona radiativa. Questo effetto, nei calcoli di evoluzione stellare, viene parametrizzato assumendo una distanza di penetrazione δ_{ov} che risulta essere una frazione dell'altezza di scala della pressione locale $\delta_{ov} = \alpha_{ov} H_p$, dove α_{ov} è un parametro libero [29].

Nello studio si dimostra che un accrescimento tramite caso A RLO, per un sistema di questo tipo, si manifesta in tre fasi distinte che vengono chiamate A1, A2 e AB (Figura 2.1). Nella prima fase A1 si manifesta un restringimento dell'orbita del sistema in risposta alla repentina perdita di massa subita dalla stella donatrice. Questa instabilità dinamica è dovuta alla grande differenza iniziale tra le masse dei due componenti del sistema. Inoltre la fase A1 ha una breve durata (1 Myr) corrispondente a un tempo scala termico.

In questa fase la stella donatrice non è più in equilibrio termico ma può mantenere l'equilibrio idrostatico evitando così un'instabilità ritardata che porterebbe ad un inviluppo comune e ad un possibile evento di fusione. La massa accresciuta dalla stella di neutroni durante questa fase si può ottenere integrando l'area sotto la linea rossa, che rappresenta l'accrescimento limite di Eddington, in Figura 2.1.

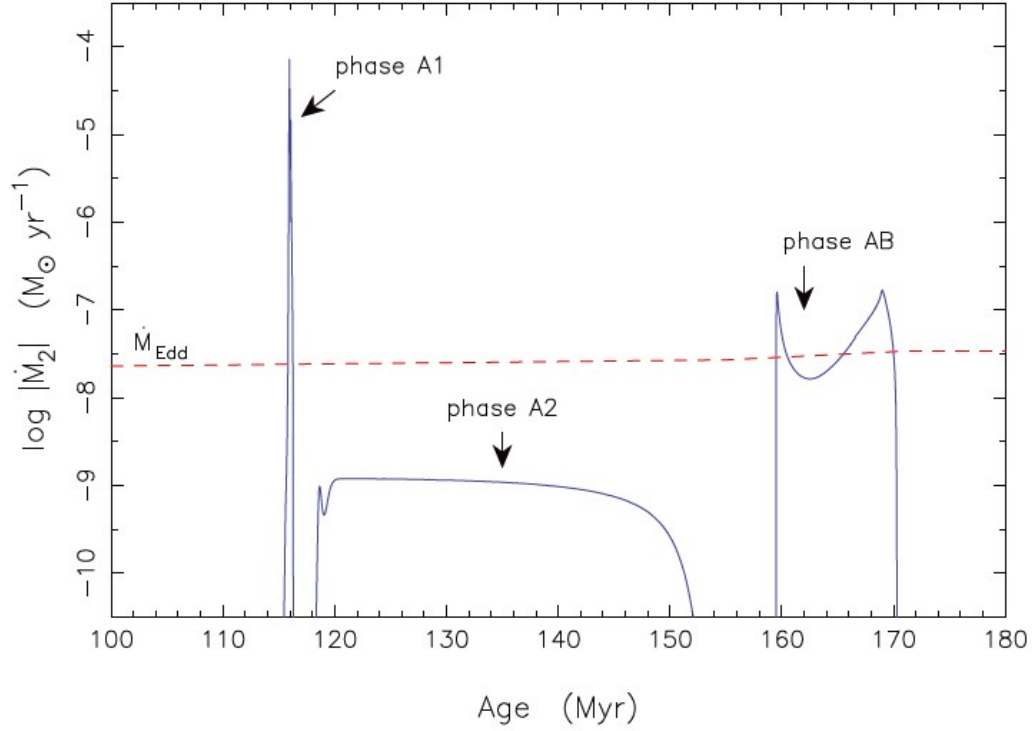


Figura 2.1: Caso A RLO per un sistema binario composto da una stella donatrice di $4.5 M_{\odot}$, una NS di $1.68 M_{\odot}$ e un periodo orbitale di $P_{\text{orb}} = 2.20$ giorni. Il tasso di trasferimento di massa della stella donatrice è mostrato in funzione dell'età di quest'ultima [1].

Si nota che quasi nulla viene accresciuto durante questa fase, questo perché la maggior parte della materia (99.9%) viene espulsa dal sistema. La successiva fase A2 si manifesta in un tempo scala nucleare durante il bruciamento dell'idrogeno residuo nel nucleo della stella donatrice. Questa fase è più lunga della precedente (20-50 Myr), ma presenta tassi di trasferimento di massa molto bassi ($< 10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$) che consentono alla NS di accrescere solamente poche $10^{-2} M_{\odot}$.

La fase AB inizia dopo che la stella donatrice subisce l'espansione dovuta al passaggio al bruciamento della shell di idrogeno. In questa fase viene trasferita la maggior parte della materia alla stella di neutroni (alcune $0.1 M_{\odot}$), in un tempo scala nucleare di ~ 10 Myr e con un tasso di accrescimento intorno a 10^{-7} - $10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Inoltre sembra essere questa la fase responsabile dello *spinning-up* che porta la stella di neutroni a diventare una MSP.

2.2 Riciclo di una pulsar in un sistema binario

In questa sezione vedremo quali sono le dinamiche fisiche conosciute che stanno alla base del processo di riciclo di una pulsar. Affidandoci all'analisi condotta nello studio [2], andremo a capire meglio cosa sia la linea di spin-up situata nel diagramma $P-\dot{P}$ e vedremo anche la correlazione tra massa accresciuta e periodo di rotazione di una pulsar. Inoltre affronteremo anche la fase di spin-down alla fine del processo di riciclo.

2.2.1 Disco di accrescimento

La materia accresciuta dal compagno nel sistema binario possiede un notevole momento angolare specifico. Per questo motivo il flusso di gas sulla stella di neutroni non è sferico, ma assume una forma a disco dove il momento angolare in eccesso viene trasportato verso l'esterno da tensioni viscosi. Inoltre il tasso di accrescimento di massa incide sull'opacità del disco, sulla sua temperatura e geometria. I modelli più riconosciuti prevedono un disco interno otticamente sottile se esso è dominato dalla pressione del gas (GPD), oppure otticamente spesso se esso è dominato dalla radiazione (RPD).

Vicino alla superficie della stella di neutroni il campo magnetico è abbastanza forte da rompere il disco Kepleriano ed indirizzare il plasma lungo le linee del campo magnetico. Quest'ultimo viene successivamente accresciuto sui poli magnetici della stella di neutroni [30]. La zona di transizione dal disco Kepleriano al flusso magnetosferico è importante e determina lo scambio di momento angolare che si manifesta tra il disco di accrescimento e la stella di neutroni, in quanto i due presentano una differente velocità di rotazione.

2.2.2 Coppia di accrescimento

La coppia di accrescimento agisce sulla stella di neutroni in rotazione come un contributo di stress materiale (termine dominante), stress magnetico e viscoso, ed è data da: $N = \dot{J}_\star \equiv d(I \Omega_\star)/dt$. Dove \dot{J}_\star è il momento angolare di spin della pulsar, Ω_\star è la velocità angolare e $I \simeq 1-2 \cdot 10^{45} \text{ g cm}^2$ è il momento di inerzia. La stella di neutroni, grazie allo scambio al confine magnetosferico, guadagna momento angolare esprimibile approssimativamente come:

$$\Delta J_\star = \sqrt{GM r_A} \Delta M \xi, \quad (2.6)$$

con ξ il fattore numerico che dipende dal modello assunto per il flusso, $\Delta M = \dot{M} \Delta t$ l'ammontare di massa accresciuta in un tempo Δt con tasso medio \dot{M} e

$$r_A \simeq \left(\frac{B^2 R^6}{\dot{M} \sqrt{2GM}} \right)^{2/7} \simeq 22 \text{ km} \cdot B_8^{4/7} \left(\frac{\dot{M}}{0.1 \dot{M}_{Edd}} \right)^{-2/7} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{-5/7} \quad (2.7)$$

il *raggio di Alfvén* definito come la regione in cui la densità di energia magnetica inizia a controllare il flusso di materia. B è la densità magnetica di flusso alla superficie, R il raggio della stella di neutroni, M la sua massa e B_8 è B in unità di 10^8 G.

L'espressione sopra si trova eguagliando la densità magnetica di energia ($B^2/8\pi$) con la pressione della materia in caduta usando l'equazione di continuità. Una migliore stima della collocazione del lato interno del disco, del raggio di accoppiamento o del confine magnetosferico, è data da: $r_{mag} = \phi r_A$ dove ϕ è 0.5-1.4 [31].

2.2.3 Forza del campo magnetico sulla superficie

L'espressione standard per ottenere il campo magnetico B di una radio pulsar si ricava applicando il modello di emissione del dipolo magnetico nel vuoto, conoscendo il periodo P e la sua derivata \dot{P} :

$$B_{dipolo} = \sqrt{\frac{3c^3 I P \dot{P}}{8\pi^2 R^6} \frac{1}{\sin \alpha}} \simeq 1.6 \cdot 10^{19} G \sqrt{P \dot{P}} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{3/2} \frac{1}{\sin \alpha}, \quad (2.8)$$

dove $0 < \alpha < 90^\circ$ è l'angolo di inclinazione tra l'asse magnetico e quello di rotazione dell'oggetto. Nello studio [2], si opta per un'espressione differente rispetto a quella convenzionale, dove si assumono $R = 10$ km e $I = 10^{45}$ g cm² (forse sottostimati), ottenendo: $B = 3.2 \cdot 10^{19} G \sqrt{P \dot{P}}$.

È importante notare che la formula classica non tiene conto della perdita di energia rotazionale dovuta alla coppia di rallentamento causata dalla forza $j \times B$ esercitata dalle correnti di plasma nella magnetosfera. Un modello che include questo fenomeno è stato derivato da Spitkovsky [32], che correggendo l'equazione (2.8) con la relazione da lui trovata tra B e α , ha ottenuto:

$$B = \sqrt{\frac{3c^3 I P \dot{P}}{8\pi^2 R^6} \frac{1}{1 + \sin^2 \alpha}} \simeq 1.3 \cdot 10^{19} G \sqrt{P \dot{P}} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{1}{1 + \sin^2 \alpha}}. \quad (2.9)$$

Questa dipendenza da α è importante per la collocazione della linea di spin-up nel diagramma P - \dot{P} .

2.2.4 Limite di accrescimento di Eddington

Il limite di Eddington per il tasso di accrescimento è dato da:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{4\pi c m_p}{\sigma_T} R \mu_e \simeq 3.0 \cdot 10^{-8} M_\odot \text{yr}^{-1} R_{13} \left(\frac{1.3}{1+X} \right), \quad (2.10)$$

con c velocità della luce nel vuoto, m_p massa del protone, σ_T sezione d'urto Thomson, $\mu_e = 2/(1+X)$ peso molecolare medio per elettrone, che dipende da X frazione in massa dell'idrogeno nel materiale di accrescimento, ed infine R_{13} è il raggio della stella di neutroni in unità di 13 km.

L'espressione si ottiene equiparando la pressione di radiazione esterna alla forza gravitazionale per unità di area che agisce sui nucleoni del plasma accresciuto. Generalmente la luminosità è generata dal bruciamento nucleare sulla superficie della stella di neutroni e dal rilascio di energia di legame gravitazionale del materiale accresciuto, $L = (\epsilon_{\text{nuc}} + \epsilon_{\text{acc}})\dot{M}$.

Comunque sia per le stelle di neutroni in accrescimento il contributo nucleare è trascurabile perché molto inferiore a quello dovuto al materiale in accrescimento.

2.2.5 Linea di spin-up

Abbiamo visto che quando la pulsar inizia ad accrescere materiale dalla compagna, velocizza il suo periodo di spin. Ciò accade fino al raggiungimento di un periodo di equilibrio P_{eq} . A questo periodo si giunge quando la pulsar gira alla stessa velocità del materiale costretto a corotare con il campo magnetico al confine magnetosferico.

La posizione della linea di spin-up nel diagramma $P-\dot{P}$ si trova uguagliando la velocità angolare della stella di neutroni e la velocità angolare Kepleriana della materia al confine magnetosferico, dove la materia durante l'accrescimento penetra la magnetosfera:

$$P_{\text{eq}} = 2\pi \sqrt{\frac{r_{\text{mag}}^3}{GM} \frac{1}{\omega_c}} \simeq 1.40 \text{ ms} \cdot B_8^{6/7} \left(\frac{\dot{M}}{0.1 \dot{M}_{Edd}} \right)^{-3/7} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{-5/7} R_{13}^{18/7}. \quad (2.11)$$

Con $0.25 < \omega_c < 1$ parametro di solidità che misura quando la coppia di accrescimento svanisce. Inoltre, nell'articolo [2], si assume $\sin \alpha = \phi = \xi = \omega_c = 1$. La dipendenza dal raggio R della stella di neutroni sparisce se si combinano le equazioni (2.8) e (2.9) con l'equazione (2.11). Usando r_{mag} si ottiene:

$$P_{\text{eq}} = \left(\frac{\pi c^9}{\sqrt{2} G^5} \frac{I^3 \dot{P}^3}{M^5 \dot{M}^3} \right)^{1/4} (1 + \sin^2 \alpha)^{-3/4} \phi^{21/8} \omega_c^{-7/4}. \quad (2.12)$$

Detto questo si deve confrontare il campo magnetico B della stella di neutroni in accrescimento con quello stimato dalle osservazioni. Se la pulsar dopo la fase di riciclo ha un periodo P_0 vicino a quello di equilibrio, si può stimare la collocazione della magnetosfera prima che l'accrescimento si fermi. Esprimendo la derivata temporale del periodo \dot{P} in funzione di quello di equilibrio P_{eq} , si ottiene l'espressione per la linea di spin-up:

$$\dot{P} = \frac{2^{1/6} G^{5/3}}{\pi^{1/3} c^3} \frac{M^{5/3} \dot{M} P_{eq}^{4/3}}{I} (1 + \sin^2 \alpha) \phi^{-7/2} \omega_c^{7/3}. \quad (2.13)$$

Per eliminare la dipendenza da I , abbiamo bisogno di una relazione tra la massa della stella di neutroni e il momento d'inerzia. Per questo si può usare l'equazione (2.10), inserendola nella (2.13), in modo da poter scrivere l'espressione della linea di spin-up della pulsar riciclata nel diagramma P - \dot{P} solo in funzione della massa M e del tasso di accrescimento \dot{M}

$$\dot{P} = 3.7 \cdot 10^{-19} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{2/3} P_{ms}^{4/3} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}} \right), \quad (2.14)$$

dove P_{ms} è il periodo di equilibrio in millisecondi. Si evidenzia che non esiste una linea di spin-up universale, ma essa è diversa per ogni oggetto, in quanto dipende dalla storia sconosciuta dell'accrescimento che la pulsar ha subito.

In Figura 2.2 si può notare la differente posizione che assume la linea di spin-up, derivata con l'equazione (2.13), in base ai diversi valori dei parametri α , ϕ e ω_c . Per ogni banda in Figura 2.2, la linea di spin-up superiore è calcolata per una stella di neutroni di $2.0 M_\odot$ ed un angolo $\alpha = 90^\circ$, mentre la linea di spin-up inferiore si riferisce ad una stella di neutroni di $1.0 M_\odot$ e un angolo $\alpha = 0^\circ$. La banda verde contiene i valori per i parametri $\phi = 1$ e $\omega_c = 1$ usati per i calcoli nell'articolo [2].

In tutti i casi è stato scelto un tasso di accrescimento di massa $\dot{M} = \dot{M}_{Edd}$. Inoltre si nota che la dipendenza dall'angolo di inclinazione α è meno forte applicando il formalismo di Spitkovsky [32] per stimare il campo B della MSP, rispetto al modello del dipolo magnetico nel vuoto.

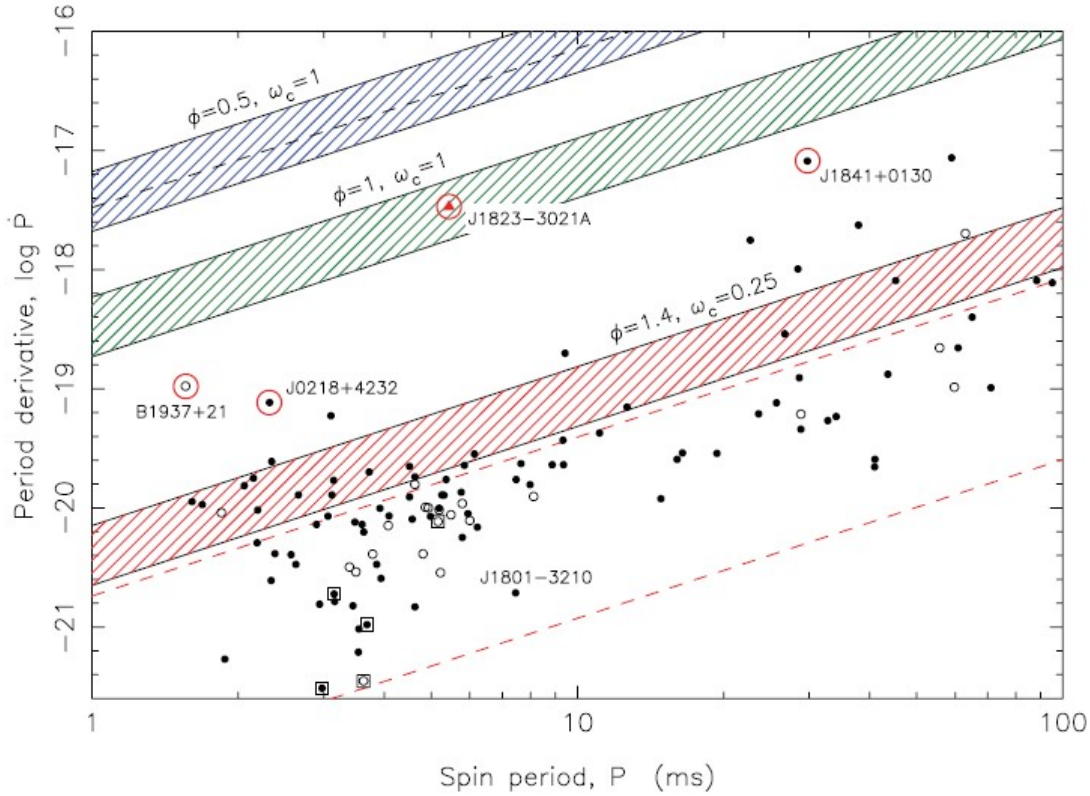


Figura 2.2: La linea di spin-up è mostrata in tre bande di colore diverso in base ai valori dei parametri (ϕ, ω_c). In ogni caso si considera un formalismo di Spitkovsky e un tasso di accrescimento $\dot{M} = \dot{M}_{\text{Edd}}$. La larghezza di ogni banda è dovuta all'intervallo di massa ($2.0-1.0 M_{\odot}$) e all'intervallo di α ($0 - 90^\circ$) considerati. Le due linee di spin-up rosse tratteggiate sono calcolate considerando un modello di dipolo nel vuoto e si riferiscono ad una NS di $1.4 M_{\odot}$ con $\phi = 1.4$, $\omega_c = 0.25$ ed un $\alpha = 90^\circ$ per la superiore e $\alpha = 10^\circ$ per l'inferiore. Diagramma appartenente allo studio [2].

2.2.6 Legame tra massa accresciuta e periodo di spin finale

Durante la fase di accrescimento il campo magnetico B subisce un decadimento di diversi ordini di grandezza passando da valori di 10^{11-12} G a valori di 10^{7-9} G. Il motivo per cui questo accade non è ben noto ma è sicuramente proporzionale alla quantità di massa accresciuta dalla stella di neutroni. La teoria più plausibile è che il campo B possa subire una schermatura da parte del materiale acquisito dalla NS, che in qualche modo lo seppellisce attenuandolo [24].

Non è facile stimare la massa accresciuta da una stella di neutroni. Nello studio a cui si fa riferimento [2] viene proposto un modello di evoluzione del campo magnetico correlato sia al periodo finale di spin della pulsar sia alla quantità di massa che quest'ultima accresce. Inoltre in tale modello si fanno le seguenti assunzioni di base:

- Si assume un decadimento veloce del campo B nella prima fase di accrescimento.

- La stella di neutroni accumula la maggior parte della massa quando ruota con un periodo vicino a quello di equilibrio P_{eq} .
- Il confine magnetosferico r_{mag} viene considerato fisso per tutta la durata della fase di accrescimento.
- Nella fase successiva a quella di accrescimento, ovvero quella di disaccoppiamento del lobo di Roche (RLDP), si considera il campo B costante in quanto viene acquisita pochissima massa.

La quantità di momento angolare ceduta alla pulsar durante l'accrescimento è data da:

$$\Delta J_* = \int n(\omega, t) \dot{M}(t) \sqrt{GM(t)r_{mag}(t)} \xi(t) dt, \quad (2.15)$$

con $n(\omega)$ coppia adimensionale. Assumendo $n(\omega) = 1$ ed $M(t)$, r_{mag} , $\xi(t)$ costanti durante la fase di accrescimento è possibile riscrivere l'espressione sopra ottenendo una formula più semplice per la quantità di materia necessaria a velocizzare la rotazione della pulsar:

$$\Delta M = \frac{2\pi I}{P \sqrt{GM r_{mag} \xi}}. \quad (2.16)$$

Per includere correttamente tutti i fattori di scala numerica si possono inserire le equazioni (2.7), (2.9) e (2.13) nell'equazione (2.16), ricordando che $r_{mag} = \phi r_A$ ed ottenendo:

$$\Delta M_{eq} = I \left(\frac{\omega_{eq}^4}{G^2 M^2} \right)^{1/3} f(\alpha, \xi, \phi, \omega_c), \quad (2.17)$$

dove ω_{eq} è il momento angolare di spin al periodo di equilibrio e $f(\alpha, \xi, \phi, \omega_c)$ un numero adimensionale. Ancora una volta, possiamo applicare la relazione tra momento d'inerzia e massa della stella di neutroni (equazione (2.10)) e ottenere una semplice espressione che metta in relazione la quantità di massa che deve accrescere una data pulsar per raggiungere un certo periodo di rotazione (quello di equilibrio):

$$\Delta M_{eq} = 0.22 M_\odot \frac{(M/M_\odot)^{1/3}}{P_{ms}^{4/3}}, \quad (2.18)$$

questo assumendo il fattore numerico $f(\alpha, \xi, \phi, \omega_c) = 1$.

L'equazione (2.18) si riferisce alla massa barionica che la NS ha accresciuto dalla stella donatrice poiché lo scambio di momento angolare avviene vicino al confine magnetosferico. Quello che si riscontra applicando l'equazione (2.18), è che più massa si accresce più veloce sarà il periodo di spin di equilibrio finale che avrà la MSP. Di questo si può avere un riscontro grafico in Figura 2.3, dove è stata applicata l'equazione (2.18).

Come vedremo successivamente le MSP presenti in sistemi aventi come compagne stelle massicce (CO WD), in generale possiedono periodi di spin più lunghi rispetto alle MSP in sistemi aventi compagne di piccola massa (He WD). Questo perché l'accrescimento da parte di pulsar in sistemi massicci avviene in tempi scala brevi che non permettono a queste ultime di accumulare molto materiale e quindi di velocizzare di molto il loro periodo.

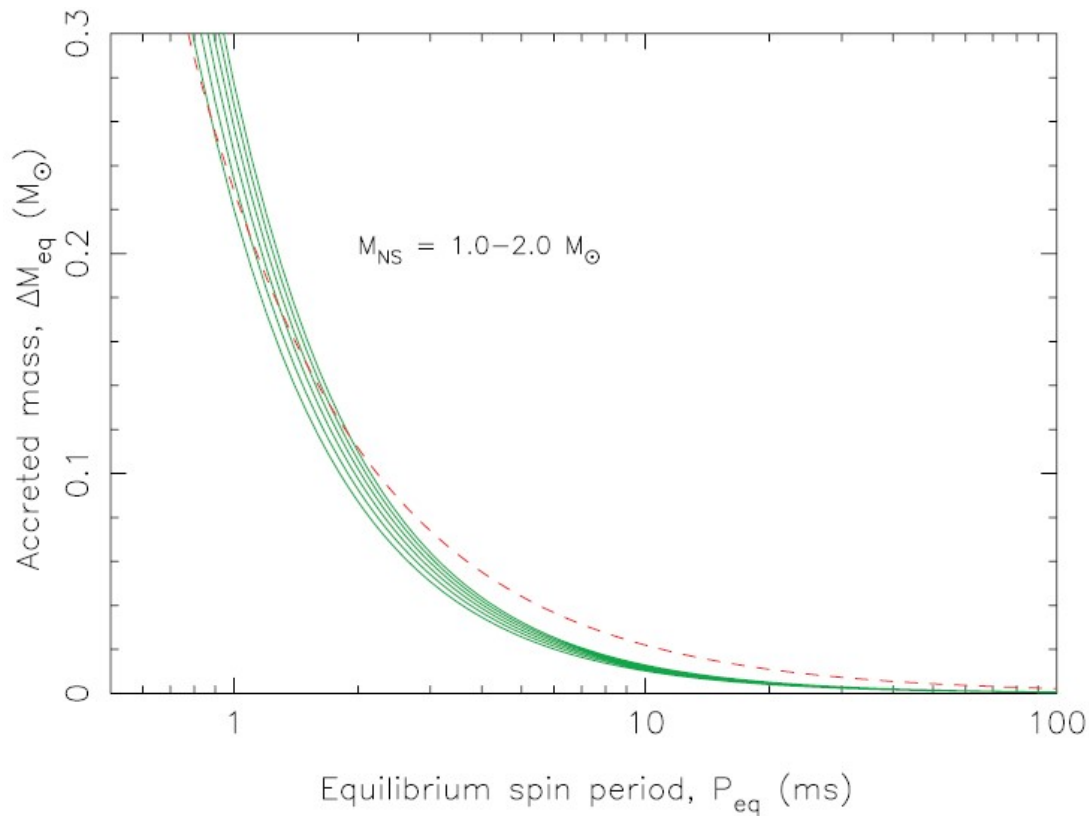


Figura 2.3: La quantità di massa necessaria a velocizzare il periodo di una pulsar fino al valore di equilibrio applicando l'equazione (2.18). Le diverse curve verdi si riferiscono alla massa della stella di neutroni, con una differenza di $0.2 M_{\odot}$ verso l'alto. La curva rossa tratteggiata, invece, è ricavata utilizzando l'equazione ricavata in uno studio precedente [33]. Grafico tratto dall'analisi svolta nello studio [2].

2.3 Fase di disaccoppiamento del lobo di Roche

La fase di disaccoppiamento del lobo di Roche (RLDP) si manifesta come conclusione del processo di riciclo della pulsar e dunque come fase finale dell'accrescimento RLO. Durante questa fase si riscontra una diminuzione del tasso di trasferimento di massa, che si pensa causi una repentina espansione della magnetosfera, che a sua volta applicherebbe una notevole coppia frenante sulla stella di neutroni.

Questo fenomeno è in accordo col fatto che le MSP osservate dopo questa fase presentino un periodo notevolmente più lungo rispetto ai sistemi X ancora in accrescimento. Nello studio di riferimento [2], analizzando la fase RLDP (Roche Lobe Decoupling Phase), si è dimostrato un effetto differente per i sistemi di massa intermedia rispetto a quelli di piccola massa.

2.3.1 Fase ad elica

Quando la fase di emissione X del sistema binario sta per concludersi, la stella donatrice, probabilmente una volta che il materiale si esaurisce, non è più capace di riempire il suo lobo di Roche che inizia a svuotarsi. Di conseguenza il tasso di trasferimento di massa diminuisce notevolmente. Questo fenomeno provoca una diminuzione della pressione del flusso di materia che viene accresciuto sulla NS, per cui il confine magnetosferico e quindi il raggio di accoppiamento r_{mag} , migra verso l'esterno. Quando questo raggio, espandendosi, supera il raggio di corotazione ($r_{\text{mag}} > r_{\text{co}}$), dato da:

$$r_{\text{co}} = \left(\frac{GM}{\Omega_*^2} \right)^{1/3} \simeq 17 \text{ km} P_{\text{ms}}^{2/3} \left(\frac{M}{1.4 M_{\odot}} \right)^{1/3}, \quad (2.19)$$

nasce una barriera centrifuga poiché il plasma scorre, attraverso le linee del campo magnetico, su orbite super-Kepleriane. Il materiale, in questa fase ad elica, verrebbe eiettato dalla stella di neutroni. A questo getto di materia segue uno scambio di momento angolare tra la veloce stella di neutroni rotante e il lento materiale sul bordo interno del disco. Il risultato è una coppia frenante che rallenta la rotazione della pulsar. Il successivo rallentamento dello spin della stella di neutroni causa un'espansione del raggio di corotazione r_{co} .

La seguente evoluzione sarà segnata da come i due raggi si espanderanno l'uno rispetto all'altro. Comunque sia, durante la fase RLDP il tasso di accrescimento \dot{M} decresce troppo violentemente per permettere a r_{co} di mantenere la velocità di espansione di r_{mag} , dunque finisce la fase di equilibrio. Nel modello adoperato nello studio, si assume che il materiale espulso abbia sufficiente energia da non rimanere gravitazionalmente legato al sistema e che il lato interno del disco di accrescimento r_{disc} segua r_{mag} . Inoltre, durante la fase ad elica, si include un'altra coppia frenante che agisce sulla stella di neutroni.

Quest'ultima durante questa fase non è dominante ed è dovuta sia alla resistenza del campo magnetico sul disco di accrescimento, sia all'emissione di dipolo della pulsar. Si è visto che lo stress magnetico sul disco è strettamente correlato al parametro di solidità critica ω_c . La coppia totale di spin della pulsar si scrive come:

$$N_{total} = n(\omega) \left(\dot{M} \sqrt{GM r_{mag}} \xi + \frac{\mu^2}{9r_{mag}^3} \right) - \frac{\dot{E}_{dipole}}{\omega}, \quad (2.20)$$

con

$$n(\omega) = \tanh \left(\frac{1 - \omega}{\delta_\omega} \right), \quad (2.21)$$

funzione adimensionale dipendente dal parametro di solidità. Nei calcoli svolti nello studio si è assunto $\xi = 1$, $\delta_\omega = 0.002$, $r_{disc} = r_{mag}$ ed un momento di inerzia I costante durante tutta la fase.

2.3.2 Fase di riemissione radio

Durante la continua espansione del confine magnetosferico r_{mag} , causata dalla progressiva diminuzione del tasso di accrescimento, si arriva ad un punto in cui r_{mag} supera il raggio del cilindro luce r_{cl} . Quando questo accade il vento composto da plasma può nuovamente seguire le linee aperte del campo magnetico e riaccendere così il meccanismo, già affrontato, di emissione radio della pulsar.

Adesso la pressione verso l'esterno causata dal vento di plasma della pulsar è abbastanza forte da eccedere completamente la pressione dovuta al materiale in caduta. Questo implica la fine della fase di accrescimento e l'inizio di una nuova fase di emissione radio dell'oggetto come MSP.

2.3.3 Confronto tra IMXB e LMXB durante la fase RLDP

L'obbiettivo qui è quello di ottenere P_0 , il periodo di spin subito dopo la fase di riciclo della pulsar, e vedere quanto la fase ad elica impatta su di esso. Si è visto che per i sistemi LMXB si hanno grandi incrementi del periodo di spin durante la fase RLDP. Il motivo è che questa fase ha una sostanziale durata rispetto al tempo scala di rilassamento del periodo t_{torque} . Quest'ultimo è definito come il tempo necessario a velocizzare una lenta stella di neutroni fino al suo periodo di equilibrio. Si trova che:

$$t_{torque} = I \left(\frac{4G^2 M^2}{B^8 R^{24} \dot{M}^3} \right)^{1/7} \frac{\omega_c}{\phi^2 \xi} \simeq 50 M yr B_8^{-8/7} \left(\frac{\dot{M}}{0.1 \dot{M}_{Edd}} \right)^{3/7} \left(\frac{M}{1.4 M_\odot} \right)^{17/7}. \quad (2.22)$$

Il modello di calcolo adoperato nell'articolo [2] ipotizza un sistema LMXB iniziale avente una stella donatrice di $1.1 M_{\odot}$ che, una volta terminato l'accrescimento, restituisce una BMSP (Binary Milli-Second Pulsar) con periodo di $P = 5.2$ ms (considerando un campo magnetico $B = 1.0 \cdot 10^8$ G) e una secondaria He WD di $0.24 M_{\odot}$. Da questo si ottiene un $t_{\text{torque}} = 195$ Myr con una fase RLDP di durata $t_{\text{RLDP}} \simeq 56$ Myr, dunque una considerevole frazione. Si è visto che la fase RLDP ha un grosso impatto sulla velocità di spin della pulsar, che passa da un periodo di 3.7 ms a uno di 5.2 ms, perdendo il 50% della sua energia rotazionale.

Inoltre l'incremento del periodo nella fase RLDP ha un grosso impatto sulla stima dell'età caratteristica τ_0 della radio pulsar. In genere l'età caratteristica delle MSP non è molto affidabile perché difficilmente rivela la vera età dell'oggetto. Di questo fatto si è certi perché si può comparare la stima dell'età caratteristica della MSP con la stima dell'età fatta sul tempo di raffreddamento della compagna WD.

Nell'articolo [2] è stato preso come riferimento per i sistemi IMXB la pulsar PSR J1614-2230. Nello studio si sono focalizzati principalmente sulla fase AB del caso evolutivo A RLO. È stato considerato un sistema iniziale IMXB con una stella donatrice di $4.5 M_{\odot}$ e periodo orbitale di 2.2 giorni, che produce una BMSP con stella di neutroni avente $1.99 M_{\odot}$, una CO WD di $0.50 M_{\odot}$ ed un periodo orbitale di 8.7 giorni.

Nel loro modello il periodo orbitale della MSP cresce di poco durante la fase RLDP. La ragione è che la sua durata, per questo sistema, risulta solamente di $t_{\text{RLDP}} \simeq 0.28$ Myr, decisamente minore rispetto al tempo scala di rilassamento dato da $t_{\text{torque}} \simeq 6.8$ Myr. Questo fatto comporta che il periodo di spin della stella di neutroni dopo la fase RLDP rimanga praticamente uguale al periodo di equilibrio P_{eq} .

Quindi dai modelli adoperati emerge che il processo di trasferimento di massa nei sistemi LMXB è molto più lungo rispetto ai sistemi IMXB. Inoltre, la finestra di questo tempo occupata dalla fase RLDP è più piccola, in rapporto, nei sistemi IMXB. In conclusione ci si aspetta che questa fase impatti notevolmente solo nei sistemi di piccola massa LMXB.

2.4 Scenari evolutivi del sistema PSR J1614-2230

In questa sezione si riportano le conclusioni delle analisi svolte negli articoli [1] e [2] sul sistema PSR J1614-2230. Lo scopo degli studi era quello di ricostruire l'evoluzione del sistema iniziale e di stabilire la massa alla nascita della stella di neutroni (i parametri del sistema osservati sono riportati in Figura 2.4).

Nella sezione 2.1.3 abbiamo già visto che questo sistema può essersi evoluto seguendo il caso A RLO. Dalla Figura 2.5 si trova un limite superiore di $5 M_{\odot}$ per la massa iniziale della stella secondaria, oltre questo valore l'accrescimento tramite caso A RLO non sarebbe stabile.

Parameter	Value
Pulsar mass	$1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$
White dwarf mass	$0.500 \pm 0.006 M_{\odot}$
Orbital period	8.686 619 4196(2) d
Projected pulsar semimajor axis	11.291 1975 light-second
Orbital eccentricity	$1.30 \pm 0.04 \times 10^{-6}$
Inclination angle	$89^{\circ}.17 \pm 0^{\circ}.02$
Dispersion-derived distance	1.2 kpc
Pulsar spin period	3.150 807 653 4271 ms
Period derivative	9.6216×10^{-21}

Figura 2.4: Parametrici fisici del sistema PSR J1614-2230 [1].

Se il sistema PSR J1614-2230 si fosse evoluto seguendo il caso B RLO (sezione 2.1.2), avrebbe avuto bisogno di una stella progenitrice secondaria di $4-4.5 M_{\odot}$ (come si vede da Figura 2.5) per ottenere una massa del nucleo di $0.50 M_{\odot}$ (la massa della WD osservata nel sistema PSR J1614-2230). Da questi dati si ricava un valore per il parametro di evoluzione del CE di $8 \leq k \leq 9$ (definito nella sezione 2.1.1).

Nello studio si conclude che avendo osservato un valore del rapporto tra le masse finali della stella donatrice e della NS di $q = M_{\text{WD}}/M_{\text{NS}} = 0.25$ (parametro definito nella sezione 2.1.1), ed un periodo orbitale finale di $P = 8.69$ giorni, applicando l'equazione (2.5), si stimerebbe un periodo orbitale iniziale di $P_0 \simeq 0.7$ giorni. Questo non è compatibile con il caso B RLO, pertanto questo sistema non può aver seguito questo scenario evolutivo.

Considerando lo scenario evolutivo C RLO, abbiamo già detto che il sistema PSR J1614-2230, come si vede in Figura 2.5, presenta un valore del parametro q di $\simeq 0.25$. Inoltre dalla massa osservata della nana bianca $M_{\text{WD}} = 0.50 M_{\odot}$ si ricava il valore di M_2 , la massa iniziale della stella donatrice, e quindi si risale al parametro k .

Assumendo una composizione chimica analoga al sole ($Z = 0.02$) e il parametro della mixing-length theory $\alpha_{\text{mlt}} = l_{\text{mlt}}/H_p = 1.5$ ([34]), si è stimato un intervallo per il valore della massa iniziale della secondaria di $2.4 \leq M_2/M_\odot \leq 2.6$. Considerando anche l'overshooting del nucleo convettivo, quantificato dal parametro $\delta_{\text{ov}} = 0.20$, la stima della massa iniziale della stella donatrice cambia leggermente e si trova un valore di $2.2 M_\odot$. Questo valore per la massa iniziale M_2 permette di ottenere un k compreso nell'intervallo $4.4 \leq k \leq 5.2$.

Come già visto nella Sezione 2.1.1, si risale al raggio del lobo di Roche iniziale della stella secondaria dal valore di a_0 , calcolato con l'equazione (2.3). Nello studio si giunge alla conclusione che il sistema PSR J1614-2230 potrebbe essersi evoluto seguendo anche il caso C RLO avendo una massa iniziale della stella donatrice, come si osserva da Figura 2.5, di 2.2-2.6 M_\odot . Se così fosse, la stella di neutroni del sistema dovrebbe essere nata con un grande valore della massa iniziale, vicino a quello attualmente osservato di 1.97 M_\odot .

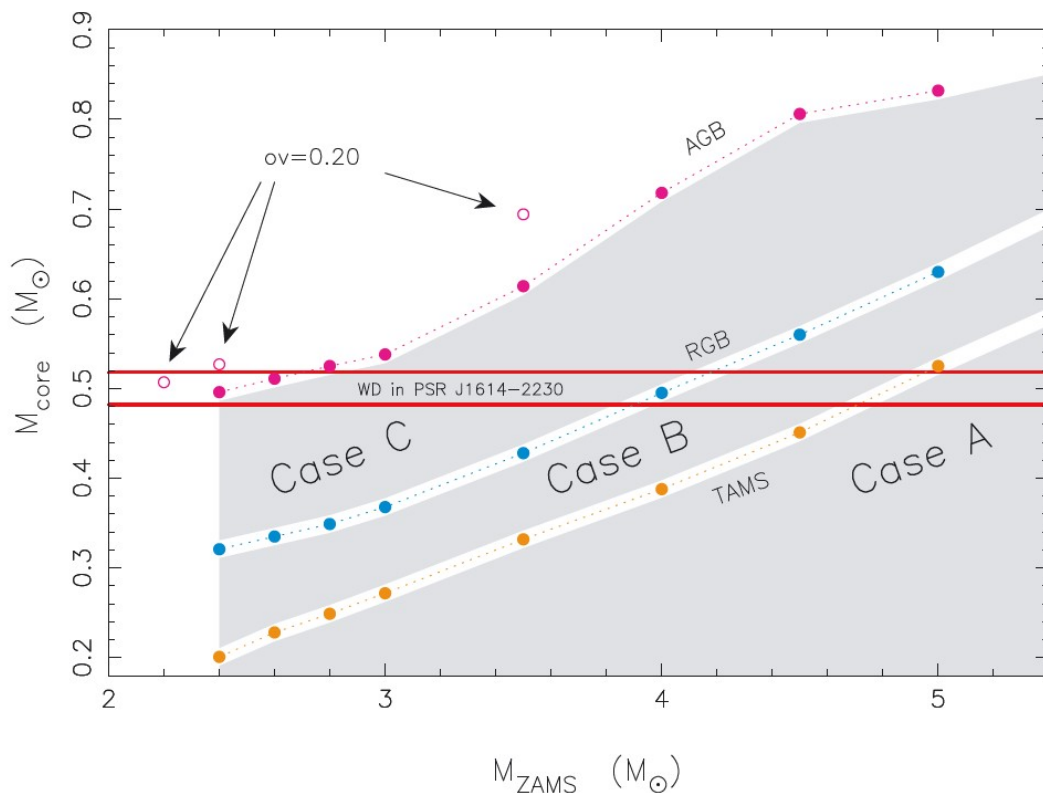


Figura 2.5: Massa del nucleo stellare in funzione della massa iniziale della stella donatrice calcolata a diverse epoche evolutive per i tre casi RLO A, B e C, che corrispondono allo stadio evolutivo TAMS, RGB ed AGB rispettivamente. I cerchi pieni rappresentano modelli che non considerano l'overshooting convettivo del nucleo. I cerchi vuoti sono degli esempi che assumono un parametro per l'overshooting del nucleo convettivo di $\delta_{\text{ov}} = 0.20$. Mentre l'area tra le due righe rosse rappresenta l'intervallo di massa misurato per la nana bianca del sistema PSR J1614-2230 [1].

2.4.1 Confronto evolutivo tra caso A RLO e caso C RLO

Abbiamo visto che i parametri del sistema PSR J1614-2230 (Figura 2.4), secondo lo studio qui riportato [1], potrebbero essere compatibili sia con un'evoluzione secondo lo scenario A RLO, sia con un'evoluzione tramite il caso C RLO.

I due scenari presentano entrambi una massa per la stella primaria del sistema $M_{ZAMS} = 20-25 M_{\odot}$, mentre per la secondaria $M_{ZAMS} = 4.0-5.0 M_{\odot}$ per il caso A e $M_{ZAMS} = 2.2-2.6 M_{\odot}$ per il caso C. Entrambi gli scenari considerano un periodo orbitale iniziale di $P_{orb} = 10^3$ giorni, abbastanza grande da permettere alla stella primaria di arrivare agli ultimi stadi evolutivi.

Dato il piccolo rapporto iniziale $M_2/M_1 \simeq 0.1-0.25$ tra la massa della secondaria e quella della primaria, in entrambi gli scenari ci si aspetta un'evoluzione attraverso un involucro comune ed una fase a spirale prima che la stella primaria generi una supernova (come è mostrato in Figura 2.6 dove è riportato uno schema evolutivo di entrambi gli scenari). Seguiamo separatamente i due casi A e C.

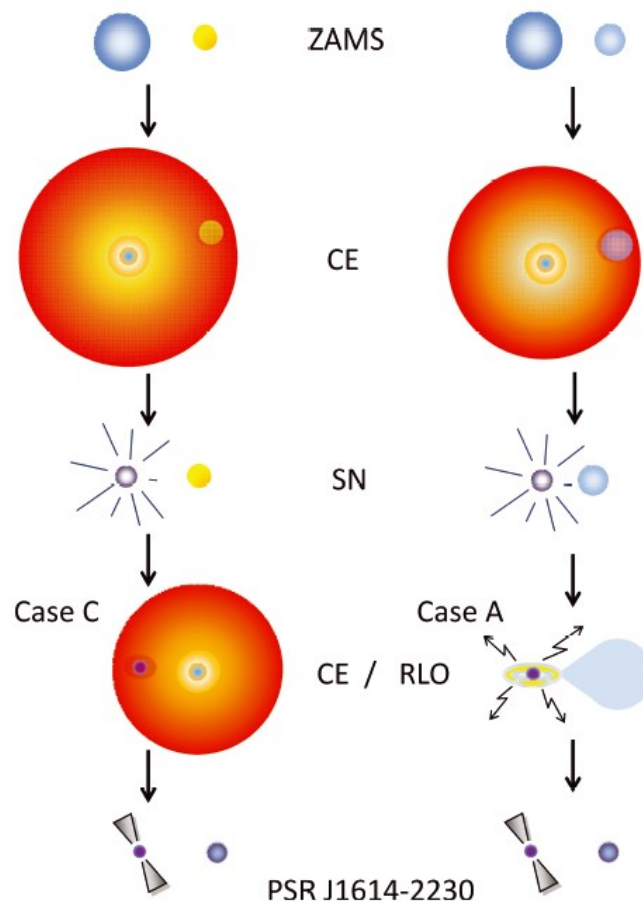


Figura 2.6: Illustrazione dell'evoluzione, sia per il caso A che per il caso C, del sistema progenitore che ha portato alla formazione di PSR J1614-2230 [1].

Caso C

Come già detto, questo scenario ipotizza un'orbita iniziale ampia del sistema per consentire alla stella secondaria di raggiungere lo stadio AGB prima che cominci il trasferimento di massa. Inoltre, un sistema con una grande separazione orbitale resisterebbe anche ad un forte "kick" impartito dalla supernova alla neonata massiccia stella di neutroni.

Da quanto riporta lo studio [1], non ci si aspetta una efficiente caduta a spirale che riduca notevolmente le dimensioni del sistema dopo la prima fase di CE. Questo perché l'energia di legame dell'involuppo della stella primaria sarebbe troppo forte per consentire un'espulsione precoce del materiale. Il calcio impartito dall'esplosione di supernova avrebbe poi successivamente ridotto il sistema, mantenendo comunque un'orbita allargata con periodo maggiore di 10^2 giorni.

Caso A

In questo caso, il breve periodo orbitale è dovuto alla fase di caduta a spirale avvenuta durante il primo CE quando la stella primaria era ancora una gigante (Figura 2.6). Successivamente il sistema si è mantenuto compatto anche dopo che la stella primaria è esplosa in una supernova dando vita alla stella di neutroni.

Il valore misurato nel sistema PSR J1614-2230 è di 8.67 giorni, quindi se l'evoluzione è avvenuta tramite caso A RLO il periodo orbitale, che aveva subito un'ulteriore riduzione durante la fase A1 (~ 2.20 giorni), deve subire un'allungamento nelle successive fasi A2 ed AB. Questo allargamento dell'orbita si manifesta soprattutto nella fase finale AB, quando il rapporto tra la massa della stella donatrice e quella di neutroni descritto dal parametro q è minore.

Nello studio [1] si conclude che la NS in PSR J1614-2230 sia nata con una massa di $1.70 \pm 0.15 M_{\odot}$. Inoltre, il sistema si è presumibilmente evoluto seguendo lo scenario A RLO da una stella primaria massiccia ($M_{ZAMS} > 20 M_{\odot}$) e una secondaria di massa intermedia ($4-5 M_{\odot}$), situate in origine in un sistema binario ampio.

2.4.2 Massa accresciuta da PSR J1614-2230

Nello studio [2], per stimare la quantità di massa necessaria per riciclare PSR J1614-2230 è stata applicata l'equazione (2.18), assumendo un periodo di spin iniziale di 2.0 ms dopo la fase RLO. Il risultato che si ottiene è una quantità di massa acquisita dalla NS pari a $\Delta M_{\text{eq}} = 0.11 M_{\odot}$ (il valore si riferisce ad uno spin-up ideale e dunque maggiormente efficiente). Questo risultato si accorda con il caso evolutivo A RLO dove viene accresciuto un totale di $0.31 M_{\odot}$. Successivamente nello studio si controlla il rapporto reciproco tra scala temporale di rilassamento dello spin t_{torque} e la scala temporale del trasferimento di massa.

Per stimare t_{torque} è necessario conoscere il valore di B durante la fase di accrescimento RLO. Siccome durante l'ultima fase AB del caso A RLO il tasso di trasferimento è leggermente sopra il limite di Eddington, il valore di B prima di questa fase doveva essere solo leggermente maggiore del valore attuale $\sim 8.4 \cdot 10^7$ G (in accordo con l'equazione 2.9).

Quindi dato che la fase AB è la più lunga ed impattante sul riciclo della pulsar, nell'articolo [2] si assume questo valore del campo B per la stima di t_{torque} . In questo modo, assumendo $B = 4 \cdot 10^8$ G, si trova $t_{\text{torque}} \simeq 2.9$ Myr che risulta essere più corto della durata dell'RLO (~ 10 Myr nella fase AB del caso A RLO).

Pertanto nello studio [2] si conclude che è stato possibile per il sistema PSR J1614-2230 accelerare la rotazione della propria pulsar fino al suo periodo attuale tramite un'evoluzione via caso A RLO. Nell'articolo si precisa anche che questo sistema risulta essere anomalo. Infatti, per spiegare il suo rapido periodo di spin finale, la fase di accrescimento deve essere stata lunga e stabile. Questo è inusuale per BMSP avente una compagna CO WD ed evolutisi da un sistema IMXB tramite caso A RLO.

Capitolo 3

Caratteristiche osservative ed età reali delle MSP

In questo capitolo vedremo come si distinguono osservativamente le BMSP aventi una CO WD come compagna dalle più comuni BMSP con una He WD. Scopriremo come le BMSP si distribuiscono in base al periodo di spin grazie all'uso del diagramma $P-\dot{P}$ già affrontato. Vedremo anche come il periodo orbitale influenzi, durante l'evoluzione del sistema, il periodo di rotazione. Infine ci focalizzeremo sul concetto di età di una MSP definendo quella reale e confrontandola con quella caratteristica.

3.1 Diagramma $P-\dot{P}$ delle BMSP

Il diagramma in Figura 3.1 è stato realizzato da T.M. Tauris e collaboratori [2] considerando un campione di 103 radio pulsar binarie situate nel disco galattico. Come si vede dal diagramma in Figura 3.1 le varie tipologie di stella compagna, nel sistema binario, sono raffigurate con diversi simboli. La maggior parte delle pulsar racchiuse nel campione derivano da sistemi LMXB e presentano una compagna He WD. Come abbiamo visto nel capitolo precedente, queste sono MSP che hanno subito una lunga fase di riciclo e per questo hanno adesso un periodo di spin breve e dunque le si trovano collocate, per la maggior parte, in basso a sinistra nel diagramma (raffigurate da puntini rossi). Nel campione si vedono anche popolazioni significative derivanti da sistemi più massicci IMXB che possiedono una compagna CO/ONeMg WD (raffigurate da rombi blu), oppure da sistemi di grande massa HMXB che possiedono un'altra stella di neutroni come compagna (raffigurate da quadrati bianchi).

In alcuni casi (raffigurati da una stella) la stella compagna è ancora nella fase di sequenza principale. Un fatto inusuale è la posizione nel diagramma del già discusso sistema PSR J1614-2230. Infatti questa BMSP è collocata in una zona abitata solamente da sistemi con stelle secondarie di minore massa. Abbiamo visto che questa pulsar deriva da un sistema IMXB evoluto via caso A RLO, e dunque possiede come stella compagna una CO WD. Una MSP derivante da un sistema di questo tipo, secondo quanto visto, non dovrebbe presentare un periodo di spin così breve per via della breve fase di riciclo a cui dovrebbe essere stata sottoposta. Questo sistema rappresenta un'eccezione che prova un possibile riciclo efficiente ($P < 8$ ms) anche per pulsar aventi come compagna una CO WD.

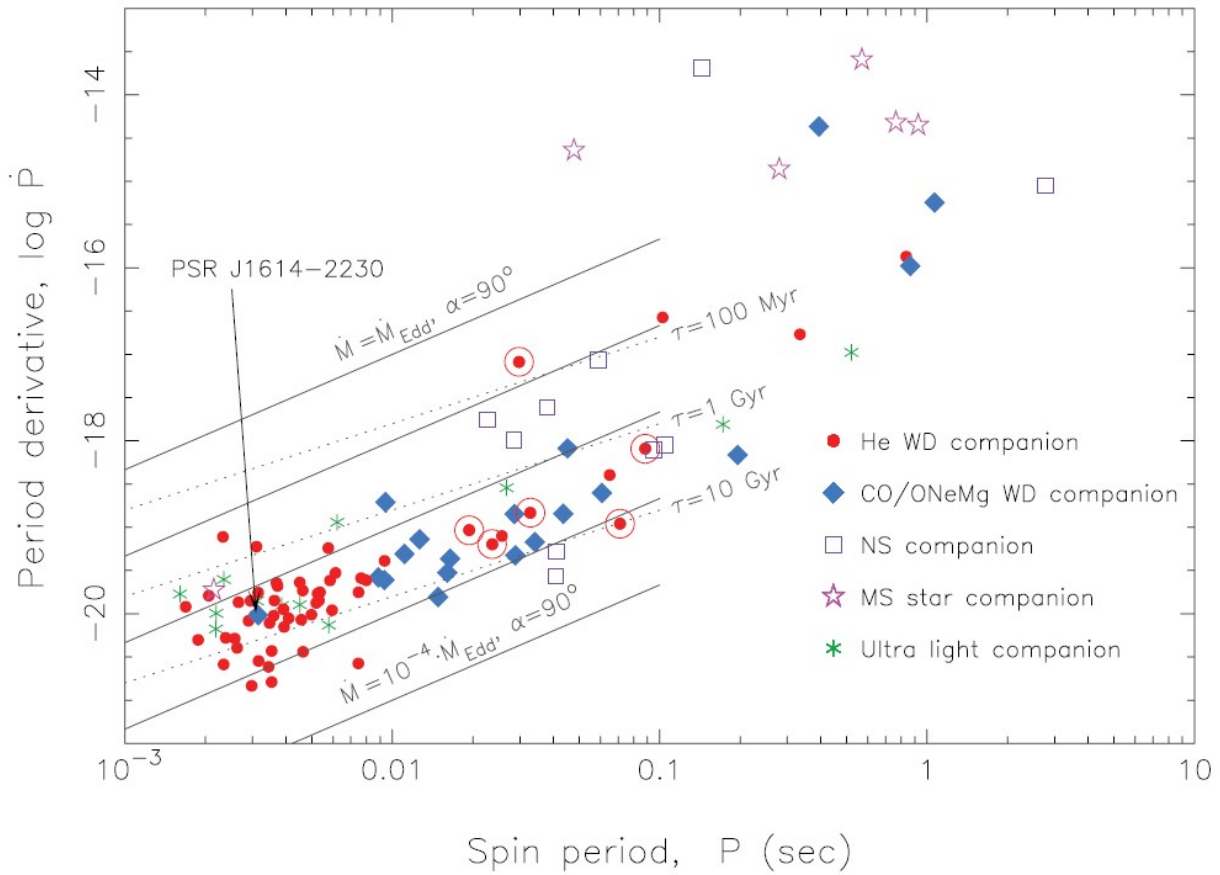


Figura 3.1: Diagramma $P-\dot{P}$ di 103 radio pulsar in sistemi binari appartenenti al disco galattico [2]. Nello studio le 5 linee di spin-up sono state realizzate adoperando l'equazione (2.14) per una pulsar di $1.4 M_{\odot}$ in accrescimento ad un tasso di $\dot{M} = \dot{M}_{\text{Edd}}$, $0.1 \dot{M}_{\text{Edd}}$, $0.01 \dot{M}_{\text{Edd}}$, $0.001 \dot{M}_{\text{Edd}}$ e $10^{-4} \dot{M}_{\text{Edd}}$, rispettivamente. Le 6 pulsar segnate con un cerchio potrebbero essersi evolute da un sistema IMXB ed alcune di esse potrebbero ospitare CO WD. Il sistema PSR J1614-2230 è peculiare perché è l'unico sistema avente una CO WD in una zona popolata solamente da sistemi aventi He WD. I dati sono stati presi dal catalogo [6].

3.2 Distribuzione dei periodi di spin delle BMSP

Tutte le BMSP osservate presentano un periodo di spin P più lungo rispetto al loro P_{eq} . Questo perché all'epoca in cui vengono osservate hanno già perso energia rotazionale per emissione di dipolo. Nello studio condotto nell'articolo [2], di cui si riporta l'istogramma in Figura 3.2, sono stati analizzati i periodi di rotazione di pulsar riciclate, situate nel disco galattico, aventi come stella compagna una CO WD oppure una He WD.

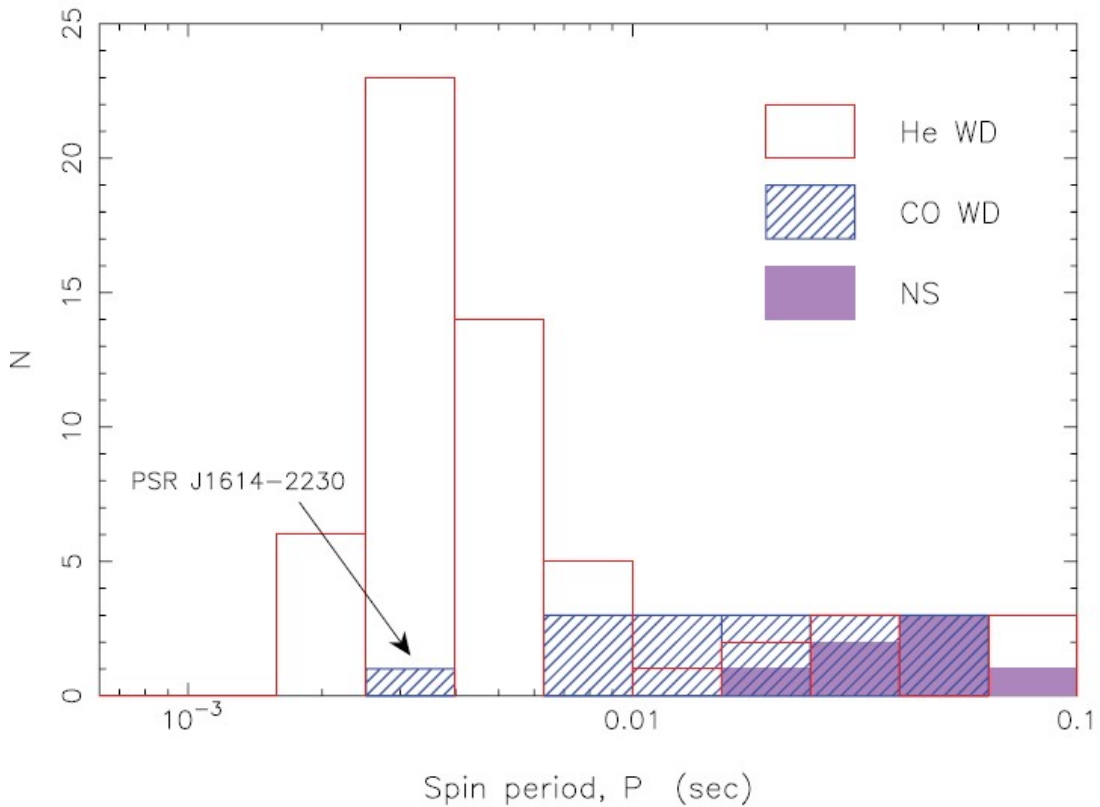


Figura 3.2: Istogramma [2] della distribuzione osservativa del periodo di spin di pulsar riciclate aventi come compagna una He WD, una CO WD oppure una NS. Si nota ancora una volta il sistema PSR J1614-2230 che risulta essere un'eccezione.

Si è visto che le 57 pulsar con compagna una He WD presentano un periodo mediano di 3.9 ms e un periodo medio di 10 ms. Mentre le 16 pulsar con compagna una, più massiccia, CO WD mostrano un periodo mediano di 16 ms e uno medio di 23 ms. Nello studio si corregge il periodo osservato considerando un rallentamento nella fase RLDP, assumendo $P = \sqrt{2}P_{eq}$. Così facendo si trovano dei valori mediani del P_{eq} di 2.8 ms per i sistemi con He WD e 11 ms per quelli con CO WD. Considerando una stella di neutroni di $1.4 M_{\odot}$ i P_{eq} visti corrispondono ad un accrescimento di $\Delta M_{eq} = 0.06 M_{\odot}$ per i sistemi con He WD e di $\Delta M_{eq} = 0.01 M_{\odot}$ per i sistemi con CO WD.

Quindi si conclude che le pulsar in sistemi con secondarie He WD accrescono 6 volte più massa rispetto a quelle con secondarie CO WD. Inoltre si aggiunge che le BMSP con CO WD probabilmente si sono evolute da sistemi che hanno seguito un caso B o C RLO. La ragione è che in questi due scenari evolutivi l'accrescimento da parte della stella di neutroni avviene in tempi scala più corti, consentendo un minore trasferimento di massa e quindi un riciclo minore dell'oggetto. In più i sistemi con CO WD presentano valori più alti di \dot{P} , che implicano campi B più intensi. Questo è dovuto ad una minore quantità di massa trasferita alla stella di neutroni che consente un decadimento minore del campo magnetico che subisce una più debole schermatura [24].

Invece per le BMSP con He WD, si ipotizza un'evoluzione, nella maggior parte dei casi, a partire da sistemi LMXB con periodi $P > 1$ giorno che seguono un caso B RLO. Per spiegare invece i rari casi di pulsar riciclate aventi breve periodo di rotazione e una compagna CO WD, nell'articolo [2], si ipotizza un'evoluzione del sistema avvenuta tramite BB RLO. Questo scenario evolutivo ipotizza una fase di accrescimento, abbastanza lunga da consentire un adeguato riciclo della pulsar, che si manifesta successivamente all'espulsione dell'involuppo comune durante la fase di caduta a spirale. Secondo lo studio solo se il periodo orbitale dopo la fase di CE assume valori di $P_{\text{orb}} \leq 0.5$ giorni viene rilasciata una sufficiente energia, durante la fase di caduta a spirale, da consentire l'espulsione dell'involuppo della stella donatrice gigante di $M_{\text{ZAMS}} = 5-7 M_{\odot}$.

Dunque si conclude che il caso evolutivo BB RLO è il principale scenario evolutivo per la formazione delle BMSP aventi una compagna CO WD ed un breve periodo orbitale. In Figura 3.2 sono anche presenti, situate sulla destra a periodi maggiori, pulsar riciclate aventi come compagne stelle di neutroni. Si pensa che questi sistemi, derivanti da HMXB, si evolvano sempre seguendo una fase di involuppo comune e una di caduta a spirale durante il processo di accrescimento. Inoltre la fase di trasferimento di massa avviene sempre in modo instabile.

3.3 Relazione $P_{\text{orb}}-P_{\text{spin}}$ (diagramma di Corbet)

Questo diagramma (Figura 3.3) correla il periodo orbitale del sistema P_{orb} con il periodo di spin P_{spin} della pulsar riciclata. Si vede che le pulsar in sistemi binari con periodo orbitale $P_{\text{orb}} > 200$ giorni possiedono tutte anche un alto valore del periodo di spin. Nello studio pubblicato nell'articolo [2], si ipotizza che questo possa essere dovuto al fatto che la pulsar abbia accresciuto poca massa. Però si è visto che la pulsar, in questi sistemi, può ricevere fino a $0.3 M_{\odot}$ se l'accrescimento avviene con un tasso vicino al limite di Eddington. Questo quantitativo di massa è 10 volte maggiore di quello richiesto per accelerare il periodo di una stella di neutroni fino a 5 ms applicando l'equazione (2.18).

Per spiegare il lungo periodo di spin di queste pulsar riciclate, nello studio si conclude che la bassa efficienza dell'accrescimento potrebbe essere dovuta ad instabilità nel disco provocate dalla natura della materia in trasferimento. Infatti in sistemi ampi di questo tipo, il processo inizia quando la stella donatrice entra nella sua fase di gigante (RGB). Queste stelle presentano un involuppo fortemente convettivo che, nel momento in cui viene accresciuto dalla stella di neutroni, può provocare la formazione di "grumi" che interferiscono con il flusso di materia.

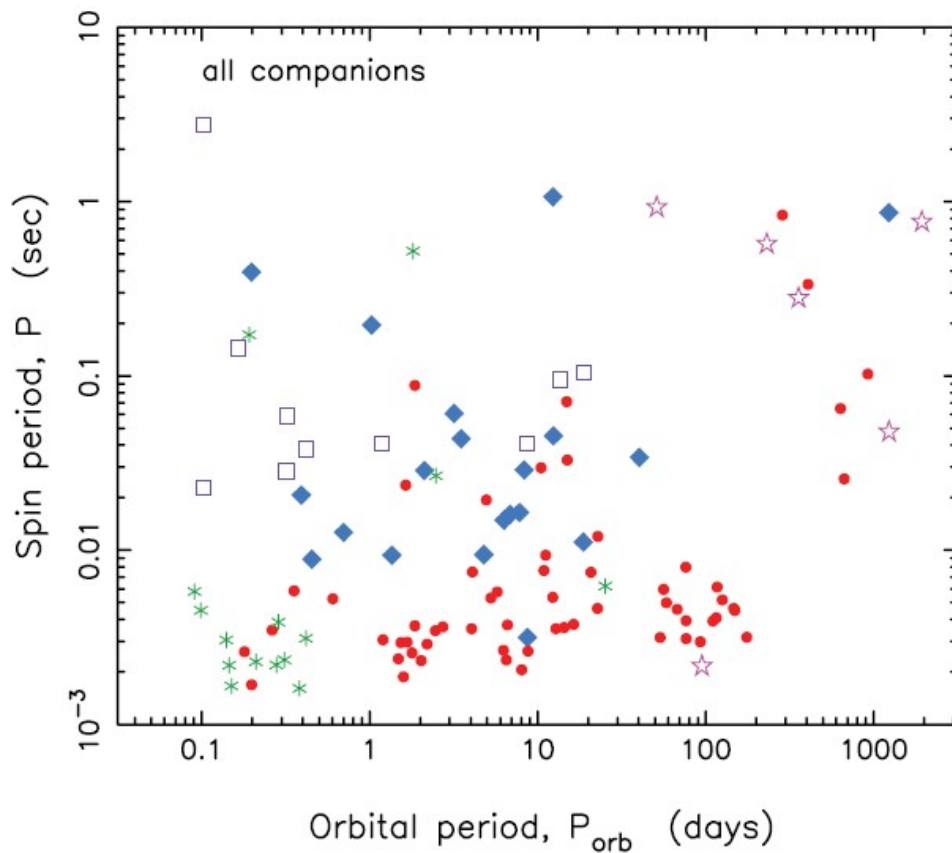


Figura 3.3: Diagramma di Corbet (periodo di spin in funzione del periodo orbitale) di radio pulsar in sistemi binari appartenenti al disco galattico (i simboli nell'immagine si rifanno a quelli di Figura 3.1) [2].

3.4 Età reali delle pulsar al millisecondo

Abbiamo già visto, con il modello del rotatore obliquo, che tutte le radio pulsar in seguito alla loro emissione perdono energia rotazionale durante la loro evoluzione. L'indice di frenamento n , dato da:

$$\dot{\omega} \propto -\omega^n, \quad (3.1)$$

assume valori differenti in base alle condizioni fisiche dell'oggetto. Integrando l'equazione (3.1), per un indice di frenamento costante ($n \neq 1$) si ottiene l'espressione per l'età reale della pulsar:

$$t = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{n-1} \right]. \quad (3.2)$$

L'equazione 3.2 non può essere usata per ottenere il percorso evolutivo nel diagramma $P-\dot{P}$ dell'oggetto considerato. Invece per dei valori assunti di t , n e P_0 si possono trovare una famiglia di soluzioni (P, \dot{P}) che vanno a comporre l'isocrona della pulsar nel diagramma $P-\dot{P}$. In realtà però le variabili nell'equazione (3.2) non sono indipendenti, inoltre la derivata del periodo iniziale \dot{P}_0 non è nota a priori, quindi l'evoluzione del periodo avviene in funzione anche di n e di t . Abbiamo quindi $P(t, n, P_0, \dot{P}_0)$. Per semplicità n si assume costante e \dot{P}_0 si assume dalle caratteristiche del sistema. Così si può sostituire l'espressione $\dot{P}_0 P^{n-2} = \text{cost}$, ricavabile dall'equazione (3.1), nell'equazione (3.2) ed integrare lungo l'evoluzione dell'oggetto considerato. Questo è il metodo impiegato nello studio [2] con cui sono state prodotte le isocrone nel diagramma $P-\dot{P}$ (Figura 3.4).

3.5 Confronto tra età caratteristica ed età reale delle MSP

Abbiamo già incontrato l'età caratteristica delle pulsar, definita nell'equazione (1.18). Quest'ultima può essere correlata all'età reale t dalla seguente espressione:

$$\log \tau = \log \left(\frac{n-1}{2} \right) - \log \left[1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{n-1} \right]. \quad (3.3)$$

Se si assume un indice di frenamento costante si può considerare una variante asintotica di questa espressione (per $t \rightarrow \infty$ e $P \gg P_0$), che risulta essere:

$$\log \tau = \begin{cases} \log t + \log 2 & \text{per } n = 5 \\ \log t & \text{per } n = 3 \\ \log t - \log 2 & \text{per } n = 2. \end{cases} \quad (3.4)$$

Nell'articolo [2] si trova che per un indice di frenamento nell'intervallo $2 \leq n \leq 5$, l'età caratteristica osservata non devia dall'età reale per più di un fattore 2 se si assume $P \gg P_0$. L'età caratteristica subito dopo il riciclo della pulsar è data da: $\tau_0 = P_0/(2\dot{P}_0)$, assumendo quest'ultima e l'equazione (2.9) si ottiene l'espressione:

$$\tau_0 = \frac{P_0^2 k^2}{2B_0^2}, \quad (3.5)$$

dove la costante $k = 9.2 \cdot 10^{18} \text{ G s}^{-1/2}$ si riferisce ai valori $\sin \alpha_0 = 1$ ed $M = 1.4 M_\odot$ utilizzati nello studio. Questa espressione verifica il fatto che le MSP nate con un periodo di spin relativamente lungo (P_0 grande dopo il riciclo) e con un campo magnetico iniziale (B_0) debole, siano anche le MSP con l'età caratteristica alla formazione che differisce maggiormente rispetto all'età reale. Dunque queste pulsar con un piccolo valore di \dot{P}_0 per dati valori di B_0 e P_0 , sono quelle con $\tau_0 \gg t$. Quindi nell'articolo [2] si conclude che per le pulsar riciclate l'indice di frenamento n non è misurabile e di conseguenza il suo valore rimane sconosciuto.

3.6 Correzione cinematica su \dot{P}

La correzione cinematica su \dot{P} va effettuata tenendo conto dell'accelerazione subita dall'oggetto. Questa accelerazione è dovuta sia ai moti propri delle pulsar vicine sia all'accelerazione verticale (a_Z) e rotazionale differenziale (a_{GDR}) della nostra galassia. La correzione è data dall'espressione seguente:

$$\left(\frac{\dot{P}_{obs}}{P}\right) = \left(\frac{\dot{P}_{int}}{P}\right) + \left(\frac{\dot{P}_{shk}}{P}\right) + \frac{a_Z}{c} + \frac{a_{GDR}}{c}, \quad (3.6)$$

con \dot{P}_{obs} valore osservato, \dot{P}_{int} quello intrinseco, \dot{P}_{shk} dovuto all'influenza di pulsar vicine e c la velocità della luce nel vuoto. Questa correzione, seguendo la trattazione dell'articolo [35], può anche essere espressa come:

$$\left(\frac{\dot{P}_{obs}}{P}\right) = \left(\frac{\dot{P}_{int}}{P}\right) + \frac{\mu^2 d}{c} + \frac{a_Z \sin b}{c} - \frac{v_0^2}{cR_0} \left[\cos l + \frac{(d/R_0) - \cos l}{1 + (d/R_0)^2 + 2(d/R_0) \cos l} \right], \quad (3.7)$$

dove d è la distanza della pulsar, μ è il moto proprio (correlato alla velocità trasversale $v_{\perp} = \mu d$), a_z è la componente verticale dell'accelerazione galattica, l e b sono le coordinate galattiche dell'oggetto, mentre $R_0 = 8$ kpc e $v_0 = 220$ km s $^{-1}$ sono la distanza e la velocità orbitale del sistema solare rispetto al centro galattico. In genere questa correzione è tipicamente piccola ($\ll \dot{P}_{\text{int}}$) e può essere ignorata.

3.7 Isocrone e tracciato evolutivo nel diagramma $P-\dot{P}$

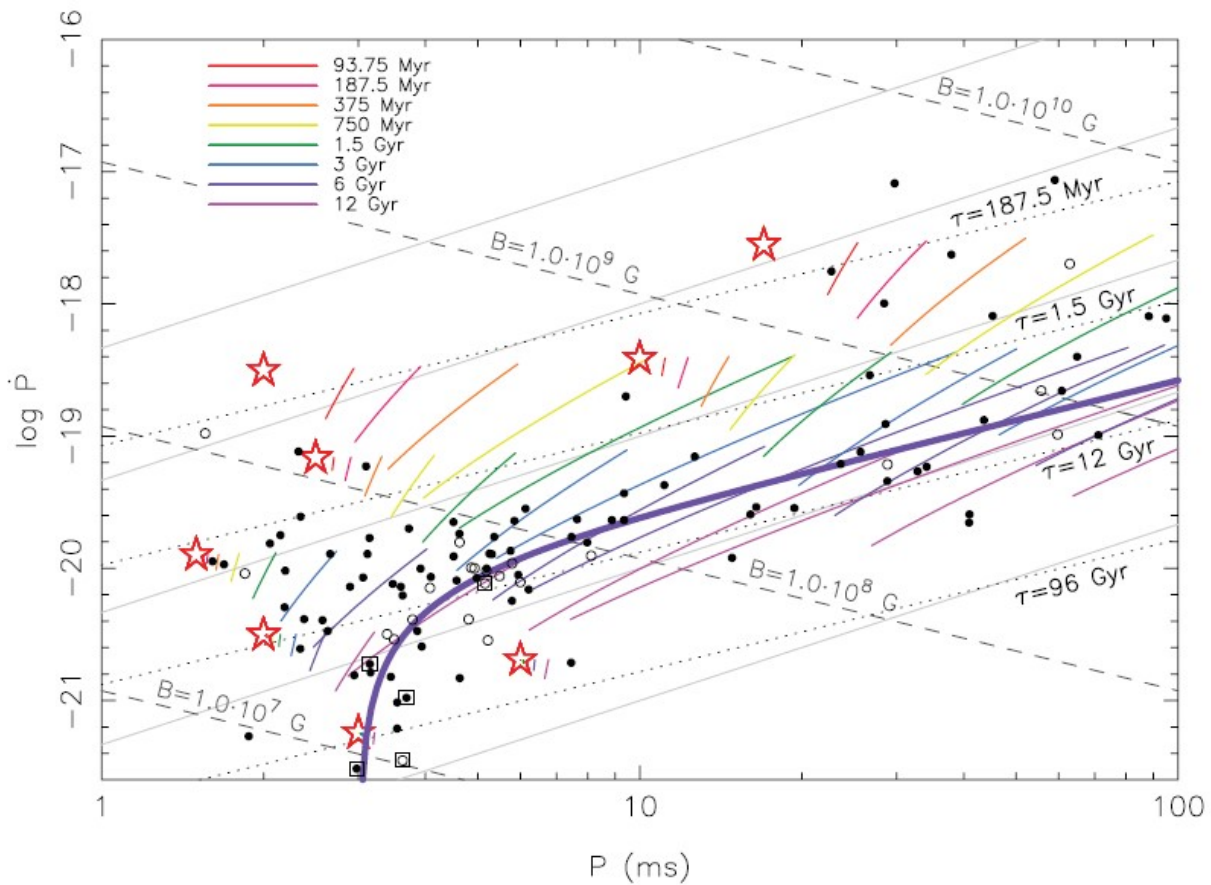


Figura 3.4: Diagramma $P-\dot{P}$ contenente le isocrone di 8 possibili pulsar riciclate. La loro posizione di nascita è raffigurata dalle stelle rosse all'interno del diagramma. Le isocrone sono state calcolate per differenti valori dell'indice di frenamento ($2 \leq n \leq 5$). Le sottili righe grigie sono linee di spin-up con $\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}} = 1, 10^{-1}, 10^{-2}, 10^{-3}$ e 10^{-4} (dall'alto verso il basso e considerando $\sin \alpha = \phi = \omega_c = 1$). Le pulsar in sistemi binari sono rappresentate da cerchi pieni e quelle singole da cerchi vuoti. In tutti i calcoli dello studio [2] è stata assunta una massa della NS di $1.4 M_{\odot}$. Si nota che la maggior parte della popolazione osservata si trova vicino alle isocrone per $t = 3\text{-}12$ Gyr come ci si aspettava. La spessa riga viola rappresenta una isocrona con $t = 6$ Gyr per una pulsar con $P_0 = 3.0$ ms, $n = 3$ e qualunque valore di \dot{P}_0 .

Nell'analisi condotta nell'articolo [2], si sono studiati 8 percorsi evolutivi di oggetti ipotizzati essere pulsar riciclate e collocati differentemente all'interno del disco galattico. Per tutti i casi si è considerato un indice di frenamento nell'intervallo $2 \leq n \leq 5$ e si sono tracciate le relative isocrone nel diagramma $P-\dot{P}$ (il risultato è mostrato in Figura 3.4). I valori osservati di \dot{P} sono stati corretti considerando gli effetti cinematici. Inoltre se la velocità trasversale di un oggetto risultava sconosciuta, nello studio si è assunta una velocità di 67 km s^{-1} . Questo valore è stato ottenuto mediando tra 49 pulsar binarie osservate dagli autori.

In 5 degli oggetti considerati (raffigurati con un quadrato in Figura 3.4) è stato trovato $\dot{P}_{\text{int}} < 0$: un risultato fisicamente impossibile. La loro conclusione è una sovrastima della distanza dell'oggetto, dunque \dot{P}_{int} è stato ricalcolato assumendo una distanza dimezzata. Dal diagramma ottenuto (Figura 3.4) si sono tratte tre conclusioni:

(1) L'isocrona della distribuzione complessiva delle pulsar osservate segue una forma a banana considerando scelte multiple per \dot{P}_0 (linea viola spessa in Figura 3.4). Dove per raffigurarla sono stati assunti i seguenti valori $P_0 = 3.0 \text{ ms}$, $n = 3$ e $t = 6 \text{ Gyr}$. La diffusione nella popolazione osservata ci dice che le pulsar riciclate nascono in diverse posizioni all'interno del diagramma $P-\dot{P}$.

(2) La grande maggioranza delle pulsar sembra presentare età reali comprese tra 3 Gyr e 12 Gyr.

(3) Le pulsar con derivata del periodo $\dot{P} \simeq 10^{-21}$, difficilmente evolvono in maniera sostanziale nel diagramma $P-\dot{P}$ in un tempo scala di Hubble. Questo ci dice che tali oggetti sono nati con valori di P e \dot{P} analoghi a quelli osservati. Di conseguenza, basandosi sull'equazione (2.9), alcune radio-MSP devono essere nate con campi magnetici deboli $B_0 \simeq 1 \cdot 10^7 \text{ G}$.

Nello studio si notano anche poche pulsar che sembrano essere state riciclate con un tasso $\dot{M} < 10^{-3} \dot{M}_{\text{Edd}}$. I progenitori potrebbero essere deboli LMXB che presentano basse luminosità. Per questi sistemi è ipotizzabile che la posizione nel diagramma $P-\dot{P}$ sia variata di molto in seguito alla fase RLDP, dunque il loro tasso di accrescimento medio potrebbe essere stato più alto prima di questa fase. Inoltre bisogna sottolineare le scale evolutive dei differenti sistemi di BMSP con una He WD o una CO WD come compagna.

I sistemi LMXB producono BMSP con CO WD presentando un'evoluzione su scale temporali nucleari, tipicamente tra i 100-300 Myr, anche se da un punto di vista osservativo le BMSP con CO WD possono assumere età tra 0 e 12 Gyr. I sistemi LMXB, invece, possono avere già 10 Gyr prima ancora che il trasferimento di massa sia osservabile. Questo tempo scala evolutivo è tipico delle stelle di piccola massa ($\sim 1 M_{\odot}$) per raggiungere lo stadio di sub-gigante e riempire il loro lobo di Roche nel sistema binario (considerando un P_{orb} di alcuni giorni per il sistema).

D'altro canto, non tutte le BMSP con una He WD sono giovani, se guardiamo l'età reale. Questo tipo di sistemi possono evolvere anche da LMXB aventi stelle secondarie con $M_{ZAMS} = 2 M_{\odot}$. Queste ultime presentano tempi scala evolutivi maggiormente brevi (~ 1.5 Gyr), più vicini ai tempi evolutivi delle stelle secondarie nei sistemi IMXB. Dunque entrambi i sistemi di BMSP, sia con CO WD che con He WD, possono presentare età reali, dopo il riciclo, simili.

Capitolo 4

Conclusioni

In questa tesi si è cercato di dare una panoramica dei fenomeni di accrescimento che portano alla formazione di pulsar al millisecondo in sistemi binari. L'intento principale era quello di esaminare i vari processi che si possono manifestare durante questa particolare fase evolutiva. Nel Capitolo 1 abbiamo visto cosa sono le pulsar e come nascono, ne abbiamo elencato le proprietà fisico-strutturali e abbiamo visto i processi meccanici che stanno alla base dell'emissione radio di questi oggetti (modello del rotatore obliquo, Sezione 1.3.1).

In questo capitolo abbiamo anche dato una panoramica delle caratteristiche osservative di questi oggetti e delle informazioni che da esse derivano. Ad esempio abbiamo visto come dalla forma del profilo integrato si possa risalire all'angolo di inclinazione α tra asse di rotazione ed asse magnetico della pulsar. Successivamente, abbiamo descritto come si possa stimare l'età di questi oggetti conoscendo il periodo di rotazione P e la sua derivata \dot{P} tramite l'età caratteristica, o conoscendo l'altezza z sul piano galattico tramite l'età cinematica.

Sempre in questo capitolo abbiamo visto come le pulsar evolvono, gli strumenti principali che si utilizzano per studiarne lo sviluppo (come il diagramma $P-\dot{P}$ e il diagramma $B-P$) e le principali classi in cui si dividono. Infine, nel primo capitolo (Sezione 1.6), abbiamo visto come e dove questa classe di oggetti si distribuisce all'interno della nostra galassia.

Nel Capitolo 2 abbiamo introdotto l'argomento principale di questo elaborato: le pulsar- X in sistemi binari. Qui abbiamo ripreso la trattazione svolta nell'articolo [1], dove si analizzano le diverse modalità possibili con cui si manifesta il trasferimento di massa (RLO) dalla stella secondaria alla stella di neutroni in un sistema binario. Successivamente (Sezione 2.2), grazie alla trattazione svolta nello studio [2], abbiamo investigato in dettaglio il processo di riciclo di una pulsar durante la fase di accrescimento. In particolare abbiamo affrontato il concetto di linea di spin-up situata nel diagramma $P-\dot{P}$, concludendo che questa non può essere unicamente definita.

Abbiamo poi constatato come il periodo di equilibrio P_{eq} dipenda fortemente dall'angolo di inclinazione magnetica α , dalla forza del campo magnetico B e dalla storia dell'accrescimento del singolo oggetto. In questo capitolo si riporta anche la relazione, derivata nello studio sopra citato (Eq. 2.18), sulla massa che la stella di neutroni deve accrescere per far sì che il suo periodo di spin venga accelerato fino al valore di equilibrio P_{eq} . Applicando l'equazione 2.18 si spiegano, nel Capitolo 3, le differenze nella distribuzione dei periodi di rotazione osservati (Figura 3.1) tra le più lente BMSP con una CO WD e le più rapide BMSP con una He WD.

Sempre nel secondo capitolo si constata come le BMSP aventi come compagna una He WD, derivando da sistemi LMXB, presentino una fase di accrescimento di massa RLO più stabile e duratura rispetto alle BMSP derivanti da sistemi IMXB, che sviluppano una compagna CO WD. Questo permette alle BMSP con una He WD di accrescere più massa e diminuire maggiormente il loro periodo di spin.

Eccezione fatta per PSR J1614-2230, una BMSP che presenta un periodo particolarmente breve per possedere una compagna CO WD. Nell'articolo [1] si analizzano i diversi casi evolutivi della pulsar (da noi affrontati nella Sezione 2.4) e si conclude che la via evolutiva più probabile è quella attraverso il caso A RLO da un sistema IMXB. Come è riportato anche nell'articolo [2], questa pulsar deve aver subito una fase di accrescimento RLO insolitamente lunga e stabile per il tipo di sistema da cui si è evoluta per poter spiegare il periodo di rotazione osservato.

Nell'ultima parte del secondo capitolo (Sezione 2.3) si affronta anche la fase di disaccoppiamento del lobo di Roche (RLDP) situata alla fine del processo di trasferimento di massa. In questa fase viene applicata una coppia frenante alla stella di neutroni che rallenta il suo periodo di spin. Abbiamo visto, dalla trattazione svolta [2], come questo effetto di rallentamento sia importante soprattutto nei sistemi LMXB, dove lo spin-down della pulsar è più significativo per via della maggiore durata della fase RLDP. Questo, come è riportato nel terzo capitolo (Sezione 3.4), si ripercuote ancora maggiormente su questa classe di oggetti nella discrepanza tra età caratteristica ed età reale delle MSP.

Infatti in questo capitolo, riportando i risultati dello studio [2], si trova che per un intervallo dell'indice di frenamento $2 \leq n \leq 5$ e considerando $P \gg \dot{P}$, l'età caratteristica osservata non devia dall'età reale per più di un fattore 2. Sempre in questo capitolo grazie all'equazione (3.5) si verifica che le MSP nate con un lungo periodo di spin (P_0) e campi magnetici (B_0) deboli, sono oggetti che presentano piccoli tassi di rallentamento \dot{P} e maggiore discrepanza tra età caratteristica ed età reale, con $\tau \gg t$.

Successivamente, sempre nel terzo capitolo, si è approfondito il concetto di isocrona riportando il diagramma $P-\dot{P}$ finale (Figura 3.4) che riassume i risultati dello studio [2]. Da questo diagramma si giunge a tre conclusioni. L'isocrona (generata assumendo qualsiasi valore di \dot{P}) della distribuzione complessiva delle pulsar sembra seguire una forma a banana.

La maggior parte delle pulsar analizzate sembrano avere età reali tra 3 Gyr e 12 Gyr. Ed inoltre, le pulsar con tassi di rallentamento più piccoli ($\dot{P} \simeq 10^{-21}$) non presentano spostamenti sostanziali nel diagramma $P-\dot{P}$ in tempi scala di Hubble. Infine nello studio [2] si conclude che la stima dell'età più affidabile per le BMSP rimane quella fatta sull'età di raffreddamento della stella compagna WD, anche se molto imprecisa.

Bibliografia

- [1] T. M. Tauris, N. Langer e M. Kramer, *Formation of millisecond pulsars with CO white dwarf companions – I. PSRJ1614-2230: evidence for a neutron star born massive*. Mon. Not. R. Astron. Soc., (Giugno 2011).
- [2] T. M. Tauris, N. Langer e M. Kramer, *Formation of millisecond pulsars with CO white dwarf companions – II. Accretion, spin-up, true ages and comparison to MSPs with He white dwarf companions*. Mon. Not. R. Astron. Soc., (Giugno 2012).
- [3] P. Goldreich e W. H. Julian, *Pulsar Electrodynamics*. Astrophysical Journal, (August 1969).
- [4] T. Gold, *Rotating Neutron stars as the Origin of the Pulsating Radio Source*. Nature, (Maggio 1968).
- [5] A. Hewish, S. J. Bell, J. H. D. Pilkington, P. F. Scott e R. A. Collins, *Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source*. Nature, (February 1968).
- [6] R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh e M. Hobbs, *THE AUSTRALIA TELESCOPE NATIONAL FACILITY PULSAR CATALOGUE*. The Astronomical Journal, (Dicembre 2004).
- [7] W. Baade e F. Zwicky, *Cosmic Rays from Super-Novae*. Istitution of Washington e California Institute of Technology, Pasadena, (1934).
- [8] F. Pacini, *Energy Emission from a Neutron Star*. Nature, (1967).
- [9] A. S. Eddington, *The Internal Constitution of the Stars*. Nature, (1920).
- [10] P. Podsiadlowski, P. A. Mazzali, K. Nomoto, D. Lazzati e E. Cappellaro, *THE RATES OF HYPERNOVAE AND GAMMA-RAY BURSTS: IMPLICATIONS FOR THEIR PROGENITORS*. The Astrophysical Journal, (Maggio 2004).
- [11] P. Podsiadlowski, N. Langer, A. J. T. Poelarends, S. Rappaport, A. Heger e E. Pfahl, *THE EFFECTS OF BINARY EVOLUTION ON THE DYNAMICS OF CORE COLLAPSE AND NEUTRON STAR KICKS*. The Astrophysical Journal, (Settembre 2004).

- [12] S. C. Yoon, N. Langer e C. Norman, *Single star progenitors of long gamma-ray bursts*. Astronomy e Astrophysics, (Agosto 2006).
- [13] J. S. Vink, A. de Koter e H. J. G. L. M. Lamers, *Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity*. Astronomy e Astrophysics, (Gennaio 2001).
- [14] S. E. Woosley e T. A. Weaver, *The evolution and explosion of massive Stars II: Explosive hydrodynamics and nucleosynthesis*. Report: Lawrence Livermore National Laboratory, (Agosto 1995).
- [15] F. X. Timmes, S. E. Woosley, D. H. Hartmann e R. D. Hoffman, *The Production of ^{44}Ti and ^{60}Co in Supernovae*. The American Astronomical Society, (Giugno 1996).
- [16] G. E. Brown, A. Heger, N. Langer, C. Lee, S. Wellstein e H. A. Bethe, *Formation of high mass X-ray black hole binaries*. Science, (Ottobre 2001).
- [17] D. R. Lorimer e M. Kramer, *Handbook of pulsar astronomy*. Cambridge University Press, (October 2005).
- [18] V. Radhakrishnan e D. J. Cooke, *MAGNETIC POLES AND THE POLARIZATION STRUCTURE OF PULSAR RADIATION*. Astrophysical Letters Vol 3, (1969).
- [19] A. Lyne, *Glitches and Timing Noise*. Royal Netherlands Academy of Arts e Sciences, (1999).
- [20] D. Gould e A. Lyne, *Multifrequency polarimetry of 300 radio pulsars*. Monthly Notices of the RAS, (1998).
- [21] A. G. Lyne e D. R. Lorimer, *High birth velocities of radio pulsars*. Nature, (1994).
- [22] D. R. Lorimer, *Binary and Millisecond Pulsars*. Living Reviews in Relativity, (4 Novembre 2008).
- [23] D. Bhattacharya e E. P. J. van den Heuvel, *Formation and evolution of binary and millisecond radio pulsars*. Physics Reports, (Maggio 1991).
- [24] A. Cumming, E. Zweibel e L. Bildsten, *MAGNETIC SCREENING IN ACCRETING NEUTRON STARS*. The Astrophysical Journal, (Agosto 2001).
- [25] I. Iben e M. Livio, *Common Envelopes in Binary Star Evolution*. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, (Dicembre 1993).
- [26] R. Webbink, *DOUBLE WHITE DWARFS AS PROGENITORS OF R CORONAE BORREALIS STARS AND TYPE I SUPERNOVAE*. The Astrophysical Journal, (Febbraio 1984).
- [27] M. de Kool, *COMMON ENVELOPE EVOLUTION AND DOUBLE CORES OF PLANETARY NEBULAE*. The Astrophysical Journal, (Luglio 1990).

- [28] J. D. M. Dewi e T. M. Tauris, *On the energy equation and efficiency parameter of the common envelope evolution*. Astronomy e Astrophysics, (2000).
- [29] G. Costa, A. Bressan, L. Girardi et al., *Mixing by overshooting and rotation in intermediate-mass stars*. Mon. Not. R. Astron. Soc., (Marzo 2019).
- [30] A. R. Choudhur e S. Kona, *Diamagnetic screening of the magnetic field in accreting neutron stars*. Mon. Not. R. Astron. Soc., (2002).
- [31] C. R. D'Angelo e H. C. Spruit, *Episodic accretion on to strongly magnetic stars*. Mon. Not. R. Astron. Soc., (2010).
- [32] A. Spitkovsky, *TIME-DEPENDENT FORCE-FREE PULSAR MAGNETOSPHERES: AXISYMMETRIC AND OBLIQUE ROTATORS*. The Astrophysical Journal, (Settembre 2006).
- [33] V. M. Lipunov e K. A. Postnov, *Accretion spin-up of low-magnetic neutron stars*. Astrophys Space Sci 106, (Novembre 1984).
- [34] N. Langer, *Evolution of massive star in the Large Magellanic Cloud: Models with semiconvection*. Astronomy e Astrophysics, (Agosto 1991).
- [35] T. Damour e J. H. Taylor, *ON THE ORBITAL PERIOD CHANGE OF THE BINARY PULSAR PSR 1913 + 16*. The Astrophysical Journal, (Gennaio 1991).