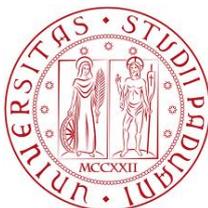


Università degli studi di Padova

SCUOLA DI SCIENZE
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
“GALILEO GALILEI”



Tesi di Laurea in Astronomia

**IL TASSO DI FORMAZIONE
DELLE DIVERSE TIPOLOGIE
DI STELLE DI NEUTRONI**

Relatore:
Ch.mo Prof.
ROBERTO TUROLLA

Presentata da:
GIADA PERON
Matricola 1049626

Anno Accademico 2014-2015

Abstract *Le stelle di neutroni (NSs) presentano una grande varietà e per ogni classe di NSs il tasso di formazione appare diverso. L'elaborato fornisce una panoramica delle tipologie di NSs e riporta le rispettive stime del tasso di formazione. Infine si confronta il tasso di nascita delle NSs con il tasso di esplosioni di supernova "core collapse", per verificare i modelli di formazione più accreditati.*

Indice

1	Generalità sulle stelle di neutroni	7
1.1	Caratteristiche fisiche	7
1.2	Meccanismo di formazione	11
2	I vari tipi di stelle di neutroni	15
2.1	Rotation-powered pulsars (RPPs)	16
2.2	Rotating radio transients (RRATs)	18
2.3	Magnetars	19
2.3.1	RPPs con un intenso campo magnetico	20
2.4	X-ray dim isolated neutron stars (XDINSs)	21
2.5	Central compact objects (CCOs)	21
3	Il tasso di formazione	23
3.1	Il tasso di esplosioni di supernova	23
3.2	Il tasso di formazione delle stelle di neutroni	24
3.2.1	Pulsar	24
3.2.2	Rotating Radio Transients	27
3.2.3	Magnetar e XDINS	27
3.2.4	Central Compact Objects	30
4	Discussione dei risultati	31

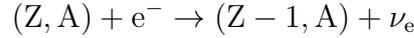
Capitolo 1

Generalità sulle stelle di neutroni

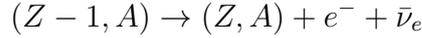
Le stelle di neutroni (NS) rappresentano una delle possibili fasi finali della vita di una stella. La loro esistenza era già stata prevista nel 1934 da Baade e Zwicky molto prima della fortuita individuazione della prima pulsar radio da parte di Hewish e Bell, avvenuta nel 1967. Per molti anni le stelle di neutroni sono state identificate univocamente con le pulsar radio e, ad oggi, sono state scoperte oltre 2000 sorgenti di questo tipo. Solo a partire dalla metà degli anni '70, grazie principalmente alle nuove osservazioni nella banda X, è stato possibile rivelare l'esistenza di stelle di neutroni con caratteristiche osservative completamente diverse da quelle delle radio pulsar. Attualmente si conoscono circa 2500 sorgenti che contengono una stella di neutroni.

1.1 Caratteristiche fisiche

Una *stella di neutroni* è un oggetto compatto con una massa dell'ordine di $1 M_{\odot}$, un raggio dell'ordine di 10-20 km, e una densità centrale 5-10 volte maggiore rispetto alla densità di equilibrio nucleare $n_0 \simeq 0.16 \text{ fm}^{-3}$. A densità così elevate la composizione è dominata da neutroni degeneri, che provvedono a fornire una pressione di degenerazione in grado di sostenere la stella. Tuttavia si possono trovare, anche se in misura minore, anche protoni ed elettroni e il nucleo di questi oggetti può contenere stati "esotici" della materia, come quark liberi o condensati mesonici. La grande concentrazione di neutroni è dovuta al meccanismo di *neutronizzazione*, cioè a una serie di processi β -inversi, in cui un protone all'interno di un nucleo viene trasformato in un neutrone e viene emesso un neutrino, secondo la reazione:



Se il nucleo così creato è instabile, può decadere secondo la reazione inversa:



tuttavia ad alte densità gli stati energetici degli elettroni sono tutti occupati, tant'è che la formazione di nuovi elettroni richiede energie sempre più alte e a un certo punto non è più possibile. L'equilibrio si sposta quindi verso gli isotopi ricchi di neutroni, che all'aumentare della densità si sfaldano, rilasciando neutroni liberi in un processo noto come *neutron drip* (letteralmente: *sgocciolamento di neutroni*).

Ciò che caratterizza le stelle di neutroni, a prescindere che esse siano radio pulsar o meno, è il loro periodo di rotazione P . Dalla determinazione di P e della sua derivata temporale \dot{P} si ottengono numerose informazioni sulle proprietà caratteristiche dell'oggetto come l'età (τ), il campo magnetico (B) e la luminosità (\dot{E}). Al momento della sua formazione, la stella di neutroni presenta delle dimensioni fortemente ridotte (~ 10 km) rispetto alle dimensioni della stella progenitrice e una massa ancora notevole ($\sim 1.5 M_\odot$), nonostante le enormi perdite; data la necessaria conservazione del momento angolare la stella di neutroni si ritrova a ruotare a velocità altissime. Il periodo di rotazione iniziale quindi è brevissimo: per esempio la pulsar della nebulosa del Granchio, che si è formata in un'esplosione di supernova nel 1054 d.C. (e quindi ha solamente 961 anni) ha un periodo di 33 ms (Longair, 2011). Approssimando il periodo iniziale a 0 e considerando valida¹ per \dot{P} una legge di potenza del tipo $\dot{P} = KP^{2-n}$, si può ricavare l'età della stella di neutroni, conoscendone il periodo attuale:

$$\dot{P} = \frac{dP}{dt} = KP^{2-n} \rightarrow \int_{P_0 \sim 0}^P P^{n-2} dP = \int_0^{\tau_c} K dt$$

da cui si ricava l'espressione per l'età caratteristica:

$$\tau_c = \frac{1}{n-1} \frac{P}{\dot{P}} \quad (1.1)$$

Il parametro n è detto *indice di frenamento* ed è collegato al campo magnetico. Quest'ultimo infatti è uno dei responsabili dell'emissione osservata nelle stelle di neutroni: un campo magnetico dipolare in rotazione emette secondo la legge:

¹La giustificazione di questa assunzione viene data in seguito. Per i dettagli si rimanda a Longair, 2011

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{\mu_0 |\ddot{p}_m|^2}{6\pi c^3} = \frac{\mu_0 \omega^4 p_{m0}^2}{6\pi c^3} \quad (1.2)$$

dove l'ultima uguaglianza è valida assumendo per il momento di dipolo magnetico rotante l'espressione: $p_m = p_{m0} \sin(\omega t)$, in cui p_{m0} è la componente del momento perpendicolare all'asse di rotazione. L'energia emessa va a discapito dell'energia di rotazione e quindi i periodi subiscono un sistematico allungamento:

$$-\frac{dE}{dt} = -\frac{d(\frac{1}{2}I\omega^2)}{dt} = -I\omega \frac{d\omega}{dt} = \frac{\mu_0 \omega^4 p_{m0}^2}{6\pi c^3} \quad (1.3)$$

da cui si deduce che $\dot{\omega} \propto \omega^3$ e dato che $\omega \propto 1/P$, risulta giustificata la legge di potenza assunta in (1.1), con l'indice di frenamento che risulta quindi $n = 3$. La relazione tra il campo magnetico superficiale e P e \dot{P} nel caso di perdita di energia magneto-rotazionale risulta essere:

$$B_s = 3.2 \times 10^{19} \sqrt{P\dot{P}} \text{ G} \quad (1.4)$$

se si assumono valori standard di massa e raggio rispettivamente di $1.4 M_\odot$ e di 10 km (Keane & Kramer, 2008).

Anche la luminosità di *spin-down* può essere ricondotta a P e a \dot{P} , se si assume un valore standard del momento di inerzia: $I = 2/5 MR^2 \simeq 10^{45} \text{ g cm}^2$ (Keane & Kramer, 2008), essa diventa:

$$\dot{E} = 3.95 \times 10^{31} \left(\frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{ s/s}} \right) \left(\frac{P}{\text{s}} \right)^{-3} \text{ erg s}^{-1} \quad (1.5)$$

Risulta quindi evidente che i valori di P e \dot{P} caratterizzano la stella di neutroni. Data la loro connessione con le proprietà fisiche, risulta particolarmente utile collocare le stime di P e \dot{P} su un diagramma. In figura 1.1 si riporta un esempio di diagramma $P - \dot{P}$ su cui sono state individuate diverse specie di stelle di neutroni (per una descrizione più dettagliata delle diverse classi si rimanda al capitolo 2). Nella figura delle linee tratteggiate individuano i luoghi di B costante e le righe a puntini quelli di τ costante. Il diagramma $P - \dot{P}$ ha anche un'interpretazione evolutiva dato che le stelle di neutroni nascono con un periodo brevissimo, che va via via allungandosi per il frenamento indotto dal campo magnetico; questo influisce anche sulla luminosità, che diventa sempre più debole. Si nota a proposito che l'area in basso a destra del diagramma non è popolata, ed è per questo nota in letteratura come 'death valley' o 'cimitero delle pulsar': si suppone che in tali condizioni la stella di neutroni non sia capace di produrre emissione osservabile in banda radio.

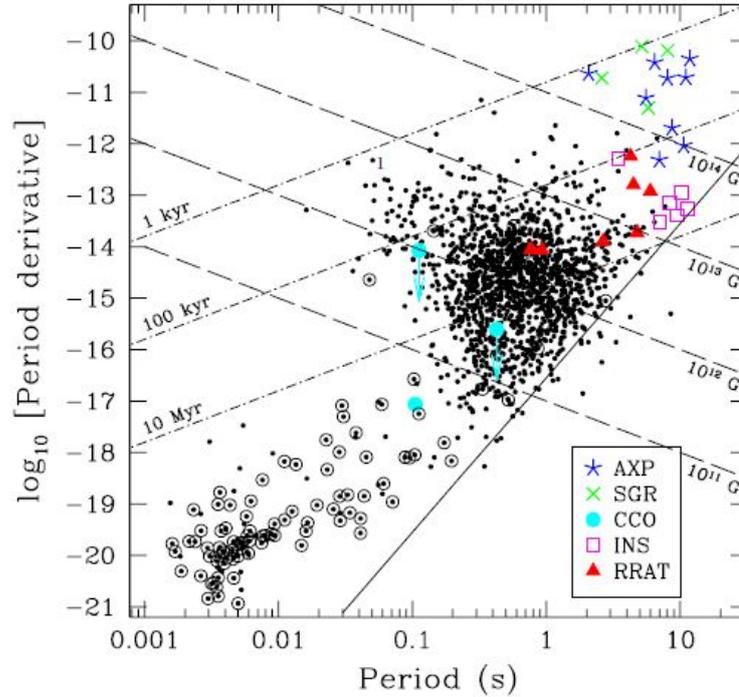


Figura 1.1: Diagramma $P - \dot{P}$ che mostra la collocazione delle diverse popolazioni di stelle di neutroni. Il diagramma contiene 1704 sorgenti di diversa natura, come indicato nella legenda; i cerchi aperti indicano i sistemi binari, che sono però ignorati in questo elaborato. La linea piena rappresenta la ‘death line’; le righe tratteggiate indicano le zone di B costante e le righe a puntini quelle di τ costante. [Immagine da Kaspi, 2010]

Non in tutte le stelle di neutroni però domina questo meccanismo, in certi casi la componente termica è quella più in evidenza. Per esempio nelle XDINSs (X-ray dim isolated neutron stars, si veda cap. 2) la luminosità è determinata dal solo processo di raffreddamento e il loro spettro è simile a uno spettro di corpo nero. In generale le stelle di neutroni nascono con temperature molto alte ($\sim 10^9$ K) che si riducono notevolmente fino a $\sim 10^6$ K già nei primi 300 anni di vita dell’oggetto. L’emissione termica delle stelle di neutroni è osservabile in banda X e l’osservazione è molto più probabile in oggetti con un’età di $10^4 - 10^6$ yr (Longair, 2011). La scoperta dell’emissione termica nelle NSs, nonostante fosse attesa, avvenne molto dopo rispetto alla radiazione non termica, grazie a ROSAT ² che rivelò l’emissione superficiale

²ROSAT, che sta per ROentgen SATellite, è un osservatorio spaziale lanciato nel 1990.

della pulsar della Vela e de' "I tre moschettieri": PSR 0656+14, Geminga e PSR 1055-52. (Turolla, 2009)

Esiste anche un altro meccanismo di emissione per le stelle di neutroni ma questo è valido per le NSs in un sistema binario. L'accrescimento di materia da parte di una stella compagna comporta la liberazione di energia e una conseguente emissione di raggi X. Non si intende però approfondire qui quest'aspetto, preferendo concentrare la trattazione sulle stelle di neutroni isolate.

1.2 Meccanismo di formazione

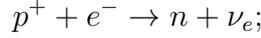
Il meccanismo di formazione delle stelle di neutroni non è tuttora noto con sicurezza. I modelli più largamente accettati prevedono che esse si formino dal collasso di una stella di grande massa ($M \gtrsim 8 M_{\odot}$), che finisce per esplodere in una supernova di tipo II.

Al termine della fase di bruciamento nucleare una stella di grande massa presenta una struttura a "cipolla", ovvero i residui delle reazioni nucleari (elio, carbonio, neon, ossigeno, silicio e ferro) sono distribuiti in strati concentrici. Il ferro (^{56}Fe) è l'elemento più pesante che è possibile formare via fusione, dato che esso possiede la più alta energia di legame per nucleone e la sintesi di elementi più pesanti può avvenire solo tramite processi endotermici. Le stelle più massicce ($M \gtrsim 8 - 10 M_{\odot}$) riescono a compiere l'intera successione di fusioni nucleari, senza che il nucleo degeneri. Tra un ciclo e l'altro si susseguono contrazioni e innalzamenti della temperatura. Al momento di bruciare il silicio la temperatura centrale raggiunge valori molto alti ($T_9 \approx 8 - 9$), alle quali gli elettroni sono relativistici e l'esponente adiabatico³ γ_{ad} si avvicina quindi a $4/3$, influenzando negativamente sulla stabilità. Un altro fenomeno che può affliggere la stabilità è la fotodisintegrazione dei nuclei pesanti a causa di fotoni altamente energetici. Anche in questo caso il coefficiente adiabatico subisce una diminuzione, in quanto nella fotodisintegrazione viene utilizzata dell'energia che avrebbe potuto sostenere il core della stella. In queste condizioni il collasso si innesca inevitabilmente. Inizia a questo punto anche il processo di *neutronizzazione*: le densità sono talmente alte che i proto-

Esso in un periodo di sei mesi ha scansionato tutto il cielo nella banda $\sim 6 \text{ \AA} - 100 \text{ \AA}$

³L'esponente adiabatico è definito come la derivata logaritmica della pressione rispetto alla densità in condizioni adiabatiche: $\gamma_{ad} \equiv \left(\frac{\partial \log P}{\partial \log \rho}\right)_{ad}$. Rappresenta quindi la risposta della pressione alle compressioni e alle espansioni. Si può calcolare che il valore $4/3$ è un valore minimo per garantire la stabilità, se questo viene abbassato la pressione delle particelle non è più in grado di sostenere gli strati sovrastanti e si va incontro al collasso della struttura. Per i dettagli si rimanda a Kippenhahn, Weigert, Weiss (2012).

ni liberati dalla fotodisintegrazione dei nuclei sono in grado di catturare gli elettroni liberi e trasformarsi in neutroni:



nel processo vengono formati dei neutrini, che producono una perdita netta di energia. Questo favorisce ancora di più il collasso, tanto che possono esserci casi in cui questo fenomeno può da solo far collassare la stella. I neutrini sono cruciali nel meccanismo di esplosione di supernova, grazie appunto alla loro caratteristica di poter evadere dalla stella portando con sé una considerevole quantità di energia. La contrazione del core si compie rapidissimamente ($\tau_{ff} \sim 10^{-2}/10^{-3}$ s a seconda della densità iniziale) fino a raggiungere le densità tipiche delle stelle di neutroni $\bar{\rho} \sim 10^{14}$ g cm⁻³; a queste densità, che sono confrontabili con la densità nucleare n_0 , la materia diventa incompressibile e il collasso si ferma. L'energia gravitazionale rilasciata dalla compressione risulta approssimativamente:

$$E \approx GM_c^2 \left(\frac{1}{R_n} - \frac{1}{R_i} \right) \approx \frac{GM_c^2}{R_n} \approx 10^{53} \text{ erg}$$

se si considera che il raggio dopo la contrazione è molto più piccolo rispetto a quello iniziale (Kippenhahn, Weigert, Weiss, 2012).

Se la contrazione fosse perfettamente elastica l'energia rilasciata sarebbe in grado di far rimbalzare indietro il core alle sue dimensioni originali. Tuttavia questo non avviene, il core rimane nello stato condensato e l'energia è impiegata in altri modi: per produrre la luminosità osservata nelle SN, per liberare gli strati esterni ed impartire loro una certa velocità, ma la maggior parte dell'energia viene persa sotto forma di neutrini. Per prima cosa vengono espulsi gli strati esterni, ma per questo è sufficiente una minima frazione dell'energia rilasciata: si stima che sia al massimo $\sim 10^{52}$ erg (stime più realistiche suggeriscono invece un valore di $\sim 10^{50}$ erg) (Kippenhahn, Weigert, Weiss, 2012). Il meccanismo con cui l'energia gravitazionale viene trasformata in energia cinetica è oggetto di diverse teorie. Una di queste è la teoria dell'*onda d'urto*: una volta arrivato al punto di massima compressione, il core della stella non può più accettare nuova massa e, agendo come una molla, spinge fuori il materiale in arrivo, che riceve dunque una propulsione e viene espulso. Passando attraverso gli strati più esterni parte dell'energia dell'onda viene impiegata nella fotodisintegrazione dei nuclei presenti e solo una piccola parte di energia va effettivamente in energia cinetica. In pratica solo $\sim 1\%$ dell'energia è impiegata a questo scopo, e una frazione ancora minore è responsabile della intensissima luminosità dei fenomeni di supernova ($\sim 10^{49}$ erg). Tutta l'energia rimanente (10^{53} erg) lascia la stella sotto forma di neutrini.

Una conferma che un effettivo flusso di queste particelle viene rilasciato in un fenomeno di supernova venne dalla rivelazione di alcuni neutrini in concomitanza con l'esplosione della supernova SN1987A. Nonostante il numero di neutrini registrato fosse limitato, essi erano comunque in un eccesso notevole rispetto al fondo di neutrini noto; il risultato fu considerato positivo, data anche l'estrema difficoltà nella rivelazione di tali particelle.

Tuttavia l'ipotesi che i neutrini non interagiscano con la materia diventa sempre meno forte all'aumentare della densità del core. Essi interagiscono principalmente per *scattering coerente* con i nuclei pesanti e il loro libero cammino medio si può calcolare, in funzione della densità del materiale (Kippenhahn, Weigert, Weiss, 2012):

$$\ell_\nu \approx 1.7 \times 10^{25} \frac{1}{\mu_e A} \left(\frac{\rho}{\mu_e} \right)^{-5/3} \text{ cm}$$

dove A è il numero di massa dell'atomo con cui interagisce il neutrino e μ_e è il peso molecolare medio per elettrone libero⁴. A opportuni valori di densità il libero cammino medio si accorcia a tal punto che i neutrini riescono a diffondere solo dopo un certo numero di interazioni da una superficie denominata "neutrinosfera", (è l'analogo della fotosfera per i fotoni). Quando la densità è sufficientemente elevata ci si aspetta che i neutrini degenerino, analogamente a quanto fanno gli elettroni. Questo influisce sul processo di neutronizzazione: la cattura dell'elettrone dovrebbe produrre neutrini con energia sempre maggiore (al picco del mare di Fermi) e quindi a un certo punto il processo si arresta. Allo stesso modo anche il processo inverso è sfavorito in quanto anche gli elettroni sono degeneri e necessitano di energie elevate. Si crea quindi una situazione di equilibrio nella reazione:



L'accumularsi di neutrini fa aumentare il numero di leptoni all'interno del core in collasso e questo permette di ripristinare la stabilità. La contrazione si ferma comunque quando la densità del materiale raggiunge valori vicini o superiori alla densità nucleare. A questo punto la neutronizzazione procede più lentamente e solo a seguito della diffusione di una sufficiente quantità di neutrini. A questo punto il processo di formazione termina e il nucleo collassato è diventato a tutti gli effetti una stella di neutroni.

⁴In un mezzo ionizzato il *mean molecular weight per free electron* è la quantità $\mu_e \equiv (\sum_i X_i Z_i / A_i)^{-1}$, con Z_i , X_i e A_i rispettivamente numero atomico, frazione di massa e numero di massa dell'elemento i . Se si considera che per l'idrogeno $Z_H = A_H$ e si assume che per gli elementi più pesanti sia $Z_l \sim A_l/2$, allora si può approssimare $\mu_e \approx \frac{2}{1+X_H}$.

Una prova della correlazione tra esplosione di supernova e stelle di neutroni venne dall'individuazione della pulsar nella nebulosa del Granchio. Tuttavia non in tutti i casi si osserva una stella di neutroni in un resto di supernova e non in tutti i casi si osservano dei resti di supernova in prossimità di una stella di neutroni. Questo potrebbe essere dovuto a un processo di migrazione, in ogni caso la questione va affrontata in modo delicato. Un'ulteriore conferma dovrebbe venire dalla compatibilità del tasso di nascita di stelle di neutroni con il tasso di esplosioni di supernova: proprio di questo si intende discutere in questo elaborato.

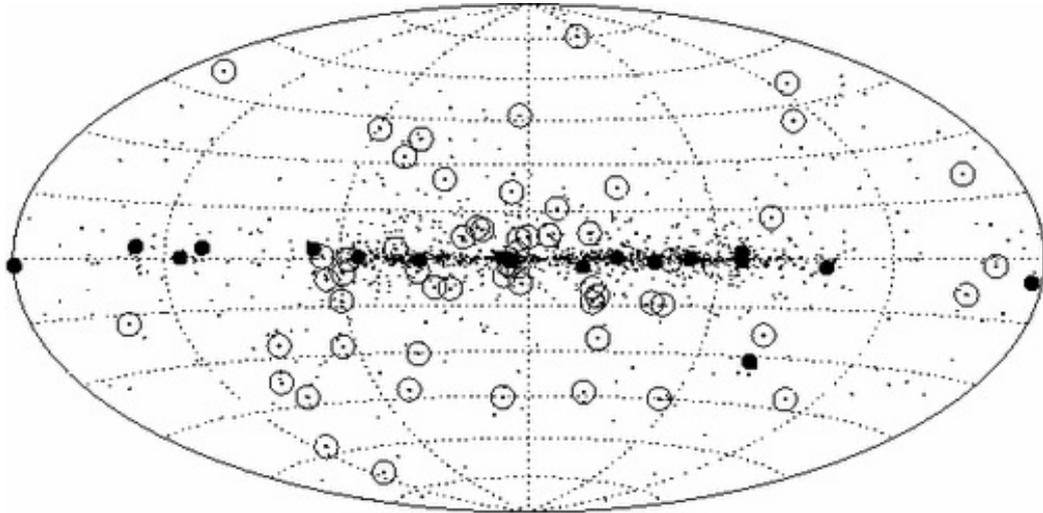
Capitolo 2

I vari tipi di stelle di neutroni

Il primo oggetto identificato come stella di neutroni fu una pulsar radio (PSR 1919+21): i suoi impulsi regolari e assai ravvicinati non potevano che provenire da un oggetto molto compatto in rapida rotazione. Tuttavia nonostante le pulsar radio siano la più famosa e studiata manifestazione di questo tipo di oggetti, essa non è l'unica: le stelle di neutroni mostrano una notevole varietà e per questo vengono distinte in diverse classi in base alle proprietà fisiche osservate. La suddivisione è ancora incerta e in continua revisione grazie anche agli aggiornamenti che arrivano dai telescopi in orbita (tra cui i più recenti sono *XMM-Newton* e *Chandra*¹). Una prima suddivisione viene fatta tra stelle di neutroni isolate e stelle di neutroni in un sistema binario: le prime, oltre all'emissione termica, possono emettere radiazione solo grazie al campo magnetico in rapida rotazione, le seconde possono liberare energia grazie al processo di accrescimento di materia da una compagna e generalmente emettono in banda X. In questa discussione vengono escluse quest'ultime e si descriveranno in dettaglio le diverse proprietà delle stelle di neutroni isolate.

È importante capire le proprietà delle diverse manifestazioni delle stelle di neutroni così da potervi associare una corretta misura del tasso di formazione.

¹L' X-ray Multi-Mirror Newton è un osservatorio in orbita lanciato nel 1999 dall'ESA. I suoi specchi sono tra i migliori mai costruiti e ha una sensibilità nella banda X che supera tutti i precedenti satelliti. Il Chandra X-ray observatory invece è un telescopio della NASA, mandato in orbita sempre nel 1999. Entrambi con le loro osservazioni ad alta risoluzione nella banda X hanno contribuito significativamente ad ampliare le conoscenze sulle stelle di neutroni.



Taken from "Handbook of Pulsar Astronomy" by Lorimer & Kramer

Figura 2.1: Distribuzione galattica di alcuni tipi di stelle di neutroni. I punti rappresentano le pulsar radio, i pallini pieni indicano delle pulsar associate a un resto di supernova, i punti cerchiati rappresentano le pulsar-millisecondo; si nota che quest'ultime sono piuttosto distanti dal piano galattico, segno che si tratta di una popolazione di oggetti con un'età notevole. [Immagine da Lorimer & Kramer, 2005].

2.1 Rotation-powered pulsars (RPPs)

Come suggerisce il nome, questo tipo di stelle di neutroni emette energia rotazionale a causa del frenamento provocato dal loro stesso campo magnetico secondo la legge (1.3). L'emissione è caratterizzata da un susseguirsi di impulsi estremamente regolari, tanto da far pensare all'inizio che si trattassero di sorgenti artificiali. Gli impulsi hanno invece un'interpretazione fisica: essi sono dovuti alla combinazione tra la rotazione e l'emissione di radiazione elettromagnetica concentrata all'interno di stretti coni in corrispondenza dei poli magnetici. Le particelle cariche presenti nella cosiddetta *magnetosfera* sono forzate a muoversi lungo le linee del campo magnetico e quindi a co-ruotare con la pulsar; le linee di campo, che è un campo dipolare, sono chiuse nel volume racchiuso dal cosiddetto *cilindro luce*: oltre il raggio di tale cilindro le particelle dovrebbero ruotare con velocità superiore a quella della luce. Dato questo limite fisico quindi, le linee di campo all'esterno del cono luce si aprono e le particelle che seguono queste linee non sono più intrappolate: possono fluire ed emettere la radiazione osservata.

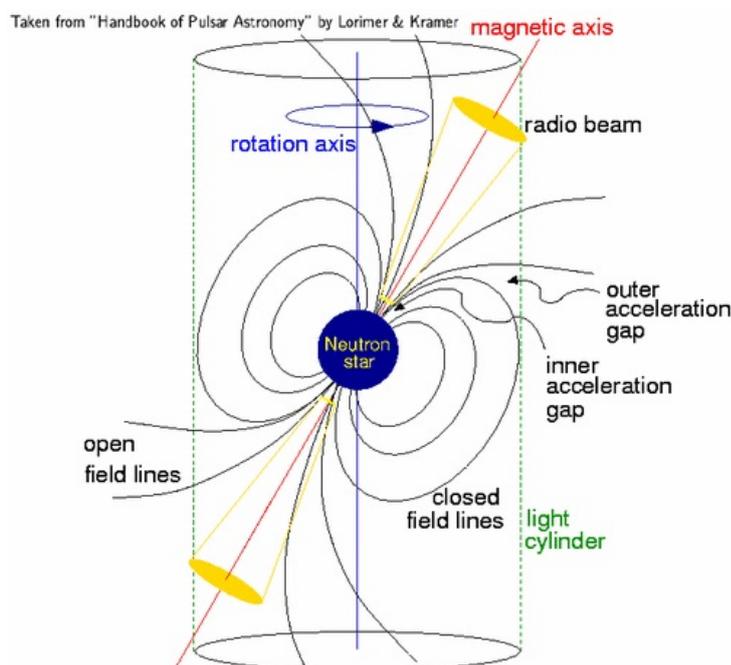


Figura 2.2: Modello di emissione di una RPP. L'asse del campo magnetico è disallineato rispetto all'asse di rotazione. Le linee di campo si aprono quando intersecano la superficie del *cilindro luce*, l'area in cui la velocità tangenziale di co-rotazione è pari a c . [Immagine da Lorimer & Kramer, 2005]

La radiazione è dovuta al moto delle cariche a velocità relativistiche in una traiettoria curva, che emettono radiazione di curvatura tangenzialmente alle linee di campo. Il periodo di rotazione varia da ~ 1 ms a 10 s. Il loro campo magnetico spazia da 10^8 a 9×10^{13} G. L'emissione presenta anche una componente termica prodotta dal raffreddamento della stella; tipicamente questa emissione è visibile per i primi $\sim 10^5$ anni della sua vita e si può osservare direttamente dalla superficie. Quest'ultima però di solito è molto più debole rispetto alla componente non-termica e risulta perciò difficile da osservare (Kaspi, 2010).

In questa categoria sono comprese le famose *Pulsar* (PSR) che hanno gli impulsi piccati nella banda radio; un esempio di PSR è la pulsar del Granchio². Il meccanismo con cui viene prodotta emissione radio non è del tutto chiaro. Si esclude che possa trattarsi di radiazione incoerente, come l'emissione termica, perché le temperature di brillantezza associate a un flusso così

²PSR J0534+2200. In realtà quest'oggetto presenta delle particolarità: infatti è circondata da una nebulosa e ha una potenza di emissione di 10^{38} erg/s, che non ha eguali.

intenso sarebbero troppo alte ($T_b \sim 10^{23} - 10^{26}$ K). Si ricorre quindi a processi coerenti per spiegare un flusso così elevato: potrebbe trattarsi di emissione di un insieme di particelle coerenti, o di un meccanismo maser (Longair, 2011).

Altre pulsar di questa categoria sono le *Geminga-like* pulsar e le *millisecond pulsars* (MSPs). Il nome Geminga (GEMINI-GAMMA source) venne dato a una sorgente gamma estremamente brillante individuata nella costellazione dei Gemelli nel 1972; più tardi venne messa in evidenza una periodicità nell'emissione in banda X e gamma, ma non fu mai trovata una controparte nella banda radio. Questo oggetto fu il primo esempio di pulsar-X con totale assenza di emissione radio. Lo spettro di Geminga viene interpolato con due componenti: la parte degli X-molli viene attribuita a una radiazione termica, quella negli X duri è una legge di potenza. Il campo magnetico e l'età di questo oggetto e dei suoi simili risultano di $\sim 10^{12}$ G e $\sim 10^5$ yr rispettivamente.

Si classifica invece come MSP una pulsar che abbia un periodo $P \lesssim 20$ ms. I valori di \dot{P} osservati implicano campi magnetici molto deboli $B \lesssim 10^{10}$ G e per questo si collocano in basso a sinistra nel diagramma $P - \dot{P}$ (Kaspi, 2010). Queste proprietà indicano che le MSPs hanno un'origine del tutto particolare: esse infatti sono stelle di neutroni che riescono a “risorgere” dal cimitero delle pulsar grazie all'accrescimento di materia da parte di un'eventuale compagna. Il trasferimento di massa, favorito dalla debolezza del campo magnetico, fa crescere il momento angolare e quindi fa diminuire drasticamente il periodo. Queste stelle di neutroni quindi possiedono periodi molto brevi nonostante non siano appena nate. Questo particolare è da tenere in considerazione quando si vanno a calcolare i tassi di formazione in quanto le MPSs rappresentano una fase particolare della vita di una NS piuttosto che una vera e propria classe indipendente.

2.2 Rotating radio transients (RRATs)

È un tipo di sorgenti scoperto da poco grazie alla Parkes Multibeam Survey (McLaughlin et al. 2006), che mostra dei brevi impulsi radio (2-30 ms) ma senza nessuna periodicità e per questo non rientrano nella categoria precedente. Per spiegare questo inaspettato meccanismo di emissione sono state proposte tre alternative (Burke-Spolaor, 2012): 1) le RRATs sono pulsar con una frazione molto alta di “nulling”, ovvero di cicli in cui non viene emesso nessun impulso radio; 2) le RRATs sono pulsar con un'energia media molto bassa ma una coda della distribuzione energetica molto estesa; 3) la riduzione dell'intensità del segnale è dovuta a interferenza radio.

L'analisi degli impulsi, seppur ancora a un livello preliminare, sembra mostrare che un'ampia frazione di RRATs corrisponde alla prima ipotesi. Sembra quindi che questi oggetti non siano altro che un caso particolare di RPPs che occasionalmente presentano una forte modulazione del loro impulso radio. Infatti queste non occupano una posizione particolare nel diagramma $P - \dot{P}$, anche se questa popolazione sembra mostrare dei periodi e dei campi magnetici leggermente maggiori rispetto alla media: nei pochi casi in cui è stato possibile stimare \dot{P} e dedurre il campo magnetico esso è risultato $\sim 10^{12} - 10^{14}$ G; le età invece spaziano in un intervallo $\sim 0.1-3$ Myr. Inoltre i dati acquisiti da *Chandra* rivelano un'inaspettata elevata luminosità delle nebulose associate a queste stelle di neutroni, il che fa pensare alla possibilità di un'ulteriore fonte energetica oltre a quella di rotazione; se questo si dimostrasse corretto le RRATs sarebbero nettamente distinte dalle RPPs (Kaspi, 2010). Nonostante solo un numero limitato di RRATs siano state effettivamente individuate, si stima che esse siano $\sim 4 \times 10^5$, solo nella nostra galassia (Burke-Spolaor, 2012), ben oltre il numero di pulsar radio, che dovrebbe essere approssimativamente di $\sim 7 \times 10^4 - 1.2 \times 10^5$. Sembrerebbe quindi che le RRATs siano una manifestazione di stelle di neutroni più diffusa rispetto alle PSR, tuttavia non si conoscono i dettagli sulla vita media di questi oggetti e quindi non è possibile giungere ad alcun tipo di conclusione. Secondo alcuni queste manifestazioni sono invece correlate alle magnetar o alle XDINSs (descritte in seguito).

2.3 Magnetars

Quello che più caratterizza questi oggetti è il loro intensissimo campo magnetico che sembra essere di circa $10^{14} - 10^{15}$ G. Si definisce infatti una *magnetar*, una stella di neutroni la cui attività è alimentata dall'energia magnetica. In molti casi questi oggetti hanno un campo magnetico superiore al campo magnetico critico³ $B_{QED} \equiv m_e^2 c^3 / \hbar e = 4.4 \times 10^{13}$ G, che li rende i magneti più intensi finora scoperti nell'universo. Calcoli dettagliati mostrano che dopo un'esplosione di supernova il campo magnetico può crescere notevolmente, grazie a un meccanismo a dinamo innescato dalla turbolenza associata alla rotazione differenziale. Si pensa dunque che le magnetar abbiano progenitori molto massicci e la scoperta di *Chandra* di una magnetar nell'ammasso di

³In un ambiente con un campo magnetico così elevato gli elettroni si muovono alla velocità comparabili alla velocità della luce e si manifestano fenomeni singolari come la birifrangenza del vuoto.

stelle massicce *Westerlund 1*⁴ ne sarebbe la conferma. L'associazione con ammassi massicci, che sono i più giovani, confermerebbe che le magnetar sono stelle di neutroni piuttosto giovani $\sim 10^3 - 10^4$ yr, concordemente con le loro età caratteristiche, e questo è anche consistente con l'età di alcuni resti di supernova osservati in associazione a queste NSs. Inoltre si stima che esse rappresentino il $\sim 10\%$ della popolazione di NSs, sempre per la loro correlazione con le stelle massicce; tuttavia la scoperta di una “transient magnetar” come l'AXP XTE J1810197 suggerisce l'idea che questa classe sia in realtà più numerosa (Kaspi, 2010).

I periodi stimati sono risultati piuttosto elevati (1-15 s) e allo stesso tempo anche \dot{P} ($\sim 10^{-12} - 10^{-11}$ s/s), dato che il rallentamento è provocato dall'intenso campo magnetico, dunque questi oggetti si trovano in alto a destra nel diagramma $P - \dot{P}$.

Si distinguono due principali manifestazioni di magnetar: le *anomalous X-ray pulsars* (AXPs) e i *soft-gamma repeaters* (SGRs). Entrambe rappresentano un esempio di pulsar-X ma con delle proprietà singolari. La differenziazione nasce dal modo in cui esse vennero scoperte: i SGRs sono stati identificati per i loro intensissimi e brevissimi bursts negli X duri/gamma molli (soft gamma) e furono associati all'inizio ai gamma ray bursts (GRBs), ma essi si distinsero presto in quanto i SGRs emettono bursts ripetutamente (da cui il loro nome). Le AXPs sono invece state identificate all'inizio nella banda degli X-molli; la loro intensa radiazione ($\sim 10^{34} - 10^{36}$ erg/s) non è facilmente spiegabile con gli altri meccanismi di emissione associati alle pulsar X (accrescimento o radiazione di curvatura), e per questo si sono meritate l'appellativo di *anomalous*. In verità stanno emergendo sempre più analogie tra le due, infatti si è visto che i SGRs hanno anche un'emissione X persistente e che gli AXPs emettono bursts, tant'è che si comincia a accettare l'idea che esse siano in verità oggetti della stessa natura (Turolla, Zane & Watts, 2015).

2.3.1 RPPs con un intenso campo magnetico

Sono un gruppo di oggetti che, stando alle osservazioni, mostra un campo magnetico vicino al limite di differenziazione tra le normali pulsar e le magnetar. Questi oggetti mostrano proprietà compatibili con le RPPs con un campo magnetico minore, ma allo stesso tempo risultano essere compatibili con l'idea di magnetar quiescenti e quindi sembrano essere il ponte di connessione tra le due classi di stelle di neutroni (Kaspi, 2010).

⁴Westerlund 1 è un giovane ammasso stellare scoperto nel 1961 da Bengt Westerlund. Esso è il più massiccio ammasso della Galassia.

2.4 X-ray dim isolated neutron stars (XDINSs)

È una classe di soli sette oggetti (fino ad ora), noti per questo con il nome di “*Magnifici Sette*”, osservati nella *cintura di Gould* ⁵. L’importanza di questi oggetti nasce dal fatto che essi, pur essendo isolati, mostrano un’intensa emissione in banda X, che è quindi puramente termica. Lo spettro infatti è uno spettro di corpo nero e dunque dalla sua analisi si possono ottenere delle informazioni sulle caratteristiche fisiche dell’oggetto come la temperatura e il raggio, che permettono di porre delle restrizioni sull’equazione di stato della materia compatta. La radiazione in banda radio è completamente assente in queste sorgenti, è presente invece una componente in ottico, ma molto debole rispetto a quella in banda X; fortunatamente è stata rilevata un’emissione pulsata che ha permesso di determinare i periodi di rotazione di sei su sette XDINSs e di confermare che esse sono effettivamente delle stelle di neutroni (Turolla, 2009). I periodi misurati sono alquanto lunghi (3-12 s) e anche il campo magnetico, di conseguenza, risulta piuttosto intenso: $\sim 10^{13} - 10^{14}$ G. Da questo punto di vista sono molto simili alle AXP e ai SGRs, perciò si ipotizza che ci sia un legame tra di essi, anche se le XDINSs non mostrano l’attività osservata nelle magnetars. L’intero campione è caratterizzato poi da una discreta vicinanza ($d \lesssim 500$ pc): il motivo è da attribuire con ogni probabilità a un effetto di bias, in quanto le stelle di neutroni senza emissione radio sono difficili da rivelare, in quanto lo spettro X di NSs con un’età più avanzata è piuttosto debole (una stella di neutroni solitamente mostra il suo spettro termico nel periodo di età compreso tra i 10^4 e i $\sim 10^6$ anni, quando la temperatura scende sotto i 10^7 K). L’età caratteristica stimata per questi oggetti è infatti dell’ordine di $\sim 10^6$ yr.

Un’altra interpretazione di questa manifestazione di stelle di neutroni è che le XDINSs siano in realtà RPPs in cui non è visibile il cono di emissione radio (Kaspi, 2010).

2.5 Central compact objects (CCOs)

Sono stelle di neutroni che vengono rilevate vicino al centro dei resti di supernova. Questi oggetti sono quindi molto giovani ($\lesssim 10^4$ yrs), ma nonostante questo hanno un campo magnetico piuttosto debole ($B \sim 10^{10}$ G). I CCOs mostrano un’emissione termica in banda X piuttosto costante che proviene

⁵La cintura di Gould è una struttura stellare ad anello inclinata di $i=17^\circ$ rispetto al piano galattico, centrata in un punto a 140 pc dal Sole in direzione dell’anticentro galattico ed estesa per ~ 500 pc; essa racchiude moltissime stelle giovani tra cui la totalità delle XDINSs scoperte.

da piccole aree calde. Un'altra loro caratteristica è quella di non avere né una controparte in ottico né in radio. I periodi sono stati stimati solo per tre CCOs (2012):

CCO	P (s)	\dot{P} (s s ⁻¹)
Puppis A	0.112	$3.5 \cdot 10^{16}$
1E 1207	0.424	$2.13 \cdot 10^{-17}/1.26 \cdot 10^{-16}$
Kes 79	0.105	$8.68 \cdot 10^{-18}$

Come si può constatare le derivate dei periodi sono molto piccole, il che suggerisce che la luminosità X osservata ($L_X \sim 10^{33}$ erg s⁻¹) non può derivare dalla perdita di energia rotazionale ($\dot{E} \propto \dot{P}/P^3$). (Kaspi, 2010), (Ho, 2012)

Capitolo 3

Il tasso di formazione

In seguito si ripropongono alcuni metodi utilizzati da alcuni autori per stimare il tasso di esplosione di supernova e il tasso di formazione delle diverse stelle di neutroni descritte in precedenza.

3.1 Il tasso di esplosioni di supernova

La frequenza dei fenomeni di supernova è stata stimata di recente (Diehl et al., 2006) grazie alla misura della radiazione γ prodotta dagli atomi di ^{26}Al . Questo elemento è prodotto dalla stella in età avanzata, dalla reazione $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$. Questa reazione può formare sia alluminio eccitato al primo livello $^{26}\text{Al}^*$, che si dimezza dopo 6 s, sia alluminio allo stato fondamentale $^{26}\text{Al}^g$, che decade altresì, ma in tempi molto più lunghi ($\sim 10^6$ anni), emettendo fotoni γ di ~ 1.808 MeV. Dato che il tempo di dimezzamento di questa specie è confrontabile al tempo di vita delle stelle massicce, questo elemento sopravvive all'esplosione di supernova, e risulta particolarmente utile per studiare questi fenomeni. Difatti l'alluminio-26 viene liberato nelle esplosioni e data la sua alta stabilità è un ottimo indicatore di tale fenomeni. In più la Galassia è abbastanza trasparente alla radiazione γ di questa energia, che è perciò ben visibile nell'intero disco galattico. La possibilità di osservare anche a notevole profondità offre il vantaggio di poter registrare eventi avvenuti su una scala temporale piuttosto ampia e permette quindi di avere un buon modello statistico.

Conoscendo perciò la quantità di alluminio-26 espulso da un fenomeno di CCSN (*core-collapse supernova*), si può misurare la frequenza con cui avvengono tali eventi. Con questo metodo è risultato un tasso di esplosioni di supernova pari a:

$$\beta_{\text{CCSN}} = 1.9 \pm 1.1 \text{ century}^{-1}$$

Per verificare la validità di tale risultato è stata eseguita una stima indipendente da Keane & Kramer (2008): è stata considerata la funzione iniziale di massa (IMF) ‘standard’, cioè la funzione $\Phi(m)dm$ che indica la probabilità che una stella nasca con una massa compresa tra m e $m+dm$ ed è stata integrata per ottenere un valore di massa medio $\langle m \rangle$. Sempre da questa è stata stimata la frazione di stelle (f_{CCSN}) con massa iniziale sufficiente da prevedere un’esplosione di supernova core-collapse. Assumendo poi un tasso di formazione stellare generale pari a $\text{SFR} = 4 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, è stato possibile stimare il tasso di eventi di CCSN, assumendo che esso corrisponda al tasso di formazione delle stelle massicce. È stato calcolato quindi:

$$\beta_{\text{CCSN}} = \frac{\text{SFR}}{\langle m \rangle} f_{\text{CCSN}} = 1.9 \pm 0.9 \text{ century}^{-1}$$

questa stima risulta consistente con il risultato ottenuto da Diehl. Tuttavia per ottenere questo risultato è stata usata una legge alla Salpeter per descrivere la IMF ($d\log \Phi/d\log m = -2.3$), che era stata originariamente ricavata per le stelle di piccola massa. Assumendo invece una legge di Scalo ($d\log \Phi/d\log m = -2.7$), che risulta più adatta per questo campione si trova:

$$\beta_{\text{CCSN}} = 0.8 \pm 0.4 \text{ century}^{-1}$$

il valore è nettamente inferiore anche se l’errore è molto grande ($\sim 50\%$).

3.2 Il tasso di formazione delle stelle di neutroni

Vengono ora descritti i calcoli e le misure effettuate per stimare il tasso di formazione delle diverse tipologie di stelle di neutroni. Questo verrà poi confrontato con il rate di CCSN per cercare di capire se essi sono correlati e consistenti.

3.2.1 Pulsar

Il tasso di formazione delle pulsar radio è stato studiato da Lorimer et al. (2006) su un campione di 1008 pulsar osservate alla frequenza di 1.4 GHz grazie al telescopio Parkes¹. Il metodo seguito da Lorimer (descritto in Lorimer,

¹Radiotelescopio situato in Australia, pochi km a nord della città di Parkes, attivo dagli anni '60.

1999) si basa sull'analisi degli spostamenti compiuti dalle pulsar durante la loro vita nel diagramma $P - \dot{P}$. Si considera infatti che il diagramma abbia un'interpretazione evolutiva: le pulsar compaiono in un certo punto (P_0, \dot{P}_0) , solitamente nel lato sinistro del diagramma, al momento della loro formazione e poi migrano da questa posizione a causa dell'allungamento del periodo indotto dal campo magnetico, fino a scomparire quando intersecano la linea della morte nel punto (P', \dot{P}') . L'evoluzione si compie in tempi scala dell'ordine dell'età caratteristica della pulsar ($\sim P/\dot{P}$), che sono molto inferiori rispetto all'età della Galassia, perciò si può supporre che la loro distribuzione sia stabile. Il moto d'insieme delle pulsar che scorrono verso periodi più elevati, viene visto come il flusso di un fluido in regime stazionario.

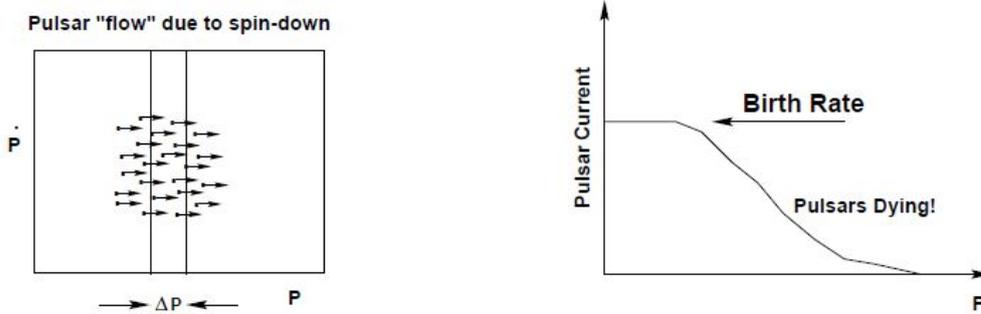


Figura 3.1: A sinistra: rappresentazione schematica dell'idea di “flusso” associato alle pulsar; a destra la “corrente” in funzione del periodo delle pulsar [Immagine da Lorimer (1999)]

Grazie a questa analogia si possono ottenere informazioni sul tasso di nascita della pulsar analizzando la “corrente” delle pulsar, ovvero il numero di oggetti per unità di tempo con un certo periodo P :

$$J(P) = \frac{1}{\Delta P} \sum_{i=1}^{n_{bin}} \frac{\dot{P} \xi_i}{f_i}$$

in pratica si individuano degli intervalli in cui si contano tutte le pulsar con lo stesso periodo e si corregge per tener conto del fattore di scala (ξ_i) e del beaming factor (f_i), cioè bisogna considerare che potrebbero esserci delle pulsar non visibili per il fatto che il cono di emissione potrebbe non intersecare la Terra. La corrente ottenuta è la funzione rappresentata in figura 3.1: si vede che fino a certi valori di P i dati si posizionano su un “plateau”, poi la funzione decresce a causa della avvicinarsi delle pulsar alla linea della morte. Considerando quindi una condizione di stazionarietà il tasso di formazione delle pulsar risulta semplicemente pari all'altezza del plateau, con le dovute correzioni dovute all'osservabilità.

Questo metodo è quindi indipendente dalle caratteristiche fisiche locali della pulsar, tuttavia il conteggio di sorgenti è stato eseguito con il metodo V/V_{max}^2 , che richiede informazioni precise sulle dimensioni della Galassia e sulla distanza degli oggetti studiati e quindi anche sulla velocità delle pulsar e sul mezzo interstellare, oltre alle limitazioni sull'osservabilità della pulsar stessa. Dunque la stima ottenuta è da considerarsi un limite inferiore al tasso di formazione delle pulsar. Questo tipo di analisi permette di estrapolare anche una stima del numero di pulsar presenti nella nostra galassia. Una volta acquisite le informazioni sul numero di NSs, assumendo un certo modello di frenamento ($\dot{P} \propto P^{2-n}$), si può calcolare il tempo di attività della pulsar e verificare se il tasso di formazione risulta compatibile con:

$$\beta_{\text{PSR}} = \frac{N_{\text{PSR}}}{\tau_{\text{PSR}}} .$$

Il risultato ottenuto da Lorimer è compatibile con un'analisi precedente di Vranesevic. Una stima indipendente realizzata da Faucher-Giguère & Kaspi (2006) ha invece prodotto un risultato maggiore. Questa ultima analisi è stata compiuta in maniera differente: gli autori hanno modellato la distribuzione dei parametri iniziali delle pulsar ed effettuato delle simulazioni Monte Carlo per trovare un modello consistente con le proprietà attualmente osservate. Gli autori hanno considerato un intervallo $[0, t_{max}]$ entro cui l'età della pulsar veniva scelta casualmente; t_{max} è scelta in modo che ogni pulsar del campione passi la linea della morte a un'età $t_{death} < t_{max}$. Quest'ultima dipende dal periodo iniziale e dal campo magnetico. Sono stati generati casualmente dei dati relativi alle età fino a riprodurre il campione osservato, assumendo un certo modello di formazione ed evoluzione. Il tasso di formazione è stato calcolato quindi come $\dot{N} = N_{MC}/t_{max}$, dove N_{MC} è il numero di oggetti prodotto dalla simulazione.

I risultati dei lavori sopracitati sono riportati in seguito:

²il metodo V/V_{max} consiste nel considerare il volume V di una piramide con base arbitraria (generalmente unitaria) e altezza pari alla distanza della stella di neutroni, e il volume V_{max} che è il massimo volume a disposizione della pulsar e generalmente corrisponde alla massima estensione della galassia. In una distribuzione omogenea le sorgenti si distribuiscono senza alcuna preferenza nello spazio, e perciò in media il rapporto V/V_{max} risulterà pari a $1/2$. Se si conoscono il volume occupato da un certo numero di sorgenti e il massimo volume disponibile si può dedurre il numero totale di sorgenti assumendo che esse siano omogeneamente distribuite nello spazio.

$\beta_{\text{PSR}}(\text{century}^{-1})$	N_{PSR}	Autori
1.38 ± 0.21	155000 ± 6000	(Lorimer et al., 2006)
1.58 ± 0.33	106600 ± 11700	(Vranesevic et al., 2004)
2.8 ± 0.5	120000 ± 20000	(Faucher-Giguere & Kaspi, 2006)

3.2.2 Rotating Radio Transients

Per le pulsar radio è stato possibile stimare il tasso di formazione e verificare che il tempo di attività delle pulsar calcolato come $\tau_{\text{PSR}} \approx N_{\text{PSR}}/\beta_{\text{PSR}} \sim 5 \times 10^6$ yr è consistente con l'età caratteristica $\dot{P} \propto P^{2-n}$. Per le RRATs invece non è possibile fare ragionamenti simili data la limitatezza del campione a disposizione. Oltretutto per questo tipo di sorgenti il meccanismo di emissione è ancora incerto, perciò le regioni nel diagramma $P - \dot{P}$ dove le RRATs risultano attive, potrebbero essere ben diverse da quelle delle pulsar. In più anche l'indice di frenamento potrebbe essere significativamente diverso. I pochi dati che si hanno a disposizione sembrano suggerire che la 'death line' delle RRATs sia sopra o vicina a quella delle pulsar radio. Questo fatto, anche se fortemente influenzato dalla scarsità di dati, potrebbe indicare un legame tra le due classi di NSs, anche se ovviamente non si può comunque essere certi che il tempo necessario per attraversare death line sia lo stesso. Se pensiamo che le RRATs siano stelle di neutroni rotanti con un campo magnetico simile a quello delle pulsar allora il tasso di frenamento dovrà essere simile e, se non ci sono troppe differenze nelle condizioni iniziali, si può dedurre che il tasso di formazione delle RRATs non sia molto diverso da quello delle PSRs. Se consideriamo quindi che $N_{\text{RRAT}} = \gamma N_{\text{PSR}}$ e che $\tau_{\text{RRAT}} \sim \tau_{\text{PSR}}$ avremo $\beta_{\text{RRAT}} = \gamma \beta_{\text{PSR}}$. Come è stato già accennato nella descrizione delle RRAT, queste sembrano eccedere il numero di pulsar di un fattore $\gamma \sim 3 - 5$, di conseguenza il tasso di formazione risulta (Keane & Kramer, 2008), (Popov, Turolla, Possenti, 2006):

$$\beta_{\text{RRAT}} \gtrsim 4.14 \pm 0.63 \text{ century}^{-1}$$

3.2.3 Magnetar e XDINS

Su questi oggetti hanno lavorato per esempio Gill & Heyl (2007), utilizzando i dati acquisiti nella ROSAT All Sky Survey. L'analisi è stata condotta effettuando dei conteggi con il metodo V/V_{max} . Sono stati quindi determinati i conteggi per ogni sorgente del campione (cinque AXPs e sette XDINSs) in funzione della densità di colonna di idrogeno neutro N_{H} (che costituisce una

fonte di estinzione) e ad essi è stata attribuita una distanza di fiducia di 1 kpc; successivamente è stata determinata la massima distanza alla quale fosse possibile per ROSAT individuare una sorgente con un accettabile rapporto segnale/rumore: sono stati seguiti dagli autori due metodi per ricavare tali limiti: nel primo è stato imposto che l'oggetto avesse un'emissione maggiore di 0.05 conteggi al secondo, mentre nel secondo è stato limitato il tempo di esposizione (in questo modo per esempio sono stati esclusi dal campionamento i SGRs, perché sono troppo deboli). Infine queste distanze sono state associate a dei volumi. Entro questi volumi si è cercato di determinare il numero di stelle massicce di tipo OB, assumendo che esse siano i progenitori di questo tipo di stelle di neutroni. Confrontando il numero di stelle OB con il numero di AXP e XDINSs e conoscendo l'età di questi oggetti è stato possibile dedurre il tasso di formazione.

Nel dedurre il numero totale di sorgenti da un campione limitato in flusso, si assume una certa funzione di luminosità $\Phi_M(M)$ e un certo modello di distribuzione degli oggetti in funzione delle coordinate galattiche $n(r, l, b)$, perciò poi conoscendo un campione di sorgenti in un certo intervallo di magnitudine tra M e $M + dM$, in una direzione specifica compresa in un certo angolo solido, a una certa distanza d , si deduce il numero totale di oggetti integrando:

$$N(\Omega, d, l, b) = \int_{M_1}^{M_2} \Phi_M(M) dM \int_0^d n(r, l, b) r^2 \Delta\Omega dr \quad .$$

Con questa formula è stato quindi calcolato il numero di progenitori nel volume esaminato: per includere solo le stelle che possono formare stelle di neutroni è stato considerato un intervallo di magnitudini compreso tra -4.9 e -1.6, questa scelta non si riflette sul tasso di formazione, ma la scelta di $n(r, l, b)$ invece sì. Nei calcoli della distribuzione di stelle occorre inoltre tener conto di eventuali raggruppamenti, per esempio la cintura di Gould che contiene la totalità delle XDINSs osservate, e va quindi a incidere sulle stime di questa popolazione, mentre è ininfluenza sulle AXP.

Si calcola il rapporto tra il numero di stelle massicce presenti nel campione analizzato e il numero totale di queste stelle presenti nella Galassia, si deduce poi da questo il numero di AXP e di XDINSs totale. Perciò per esempio $N_{\text{AXP}} = N_{\text{tot}} \sum_{i=1}^k \frac{1}{N_i}$, in cui N_{tot} rappresenta il numero di stelle massicce totali, mentre N_i sono le stelle del volume scansionato per ogni stella di neutroni presente in quel volume; la sommatoria si estende da 1 a k per tener conto di tutti i volumi scansionati per ogni AXP. Assumendo che la popolazione di AXP e XDINSs sia in uno stato stazionario, si riesce a calcolare il tasso di

formazione usando l'età caratteristica ($\tau_c = \frac{P}{2\dot{P}}$):

$$\beta_{\text{AXP/XDINS}} = N_{\text{tot}} \sum_{i=1}^k \frac{1}{N_i \tau_c}$$

Per i SGRs è stata data una stima del tasso di formazione utilizzando le stesse formule e ipotizzando che $N_i = N_{\text{tot}}$, ovviamente è un'assunzione molto forte, perciò la stima che ne risulta può essere considerata valida solo come ordine di grandezza.

I risultati delle stime con i due diversi metodi sono riportati in seguito:

	(i)	(ii)
$\beta_{\text{AXP}} \text{ century}^{-1}$	0.20	0.22
N_{AXP}	12	14
$\beta_{\text{XDINS}} \text{ century}^{-1}$	2.1	2.1
N_{XDINS}	22932	22932
$\beta_{\text{SGR}} \text{ century}^{-1}$	~ 0.1	-
N_{SGR}	3	-

Va messo in evidenza che il tasso di formazione trovato per le magnetar (0.22 per secolo) è stato calcolato per la manifestazione attiva di questi oggetti, ossia come AXP; nel caso in cui le magnetar spendano invece una parte significativa della loro vita in uno stato quiescente, e quindi in uno stato impossibile da individuare dalle survey, il tasso di formazione potrebbe risultare significativamente più grande. Consideriamo quindi anche questo risultato come un limite inferiore. Tuttavia occorre tenere in considerazione le incertezze sui modelli di distribuzione della materia, sull'età degli oggetti e sull'assorbimento. Se per esempio il campo magnetico non fosse costante ma decadesse con il tempo, le età sarebbero minori rispetto a quelle previste e quindi il tasso di formazione sarebbe maggiore. Anche il tasso di formazione delle XDINSs dedotto da questi autori è influenzato dalla limitatezza dei dati disponibili, infatti per questo tipo di oggetti l'età caratteristica è stata calcolata solo per due oggetti (~ 1.7 Myr) e non c'è alcuna certezza che questa stima possa essere considerata valida anche per gli altri³.

³Questa informazione si riferisce infatti alla data dell'articolo (2007), attualmente si conoscono i periodi di sei oggetti su sette e si hanno delle recenti stime di \dot{P} . Inoltre è stato possibile determinare l'età da misure cinematiche e questa risulta pari a ~ 0.5 Myr, quindi inferiore rispetto alle previsioni.

3.2.4 Central Compact Objects

Gli oggetti compatti centrali sono interessanti. Essi infatti, nonostante la loro giovane età (si assume che non siano più vecchi di 10^4 anni), mostrano un campo magnetico veramente debole ($B \sim 10^{10}$ G). Questo contraddice i modelli che vogliono che le stelle di neutroni nascano con un intensissimo campo magnetico ($\sim 10^{12}$ - 10^{13} G), che può decadere nelle fasi successive della loro vita. I CCOs rappresenterebbero il tipo di stelle di neutroni che nasce con il campo magnetico più basso in assoluto. Queste proprietà non vanno trascurate quando viene calcolato il tasso di formazione: per esempio occorre considerare che le età caratteristiche differiranno moltissimo dall'età vera, perché la debolezza del campo magnetico fa sì che \dot{P} sia minore rispetto a quello atteso in una giovane NS. Associando quindi a questi oggetti l'età dei resti di supernova che li circondano, è stato possibile stimare il tasso di formazione con un metodo analogo ai precedenti (Kaspi, 2010). Quello che ne è risultato è:

$$\beta_{\text{CCO}} \sim 0.04 \text{ century}^{-1}$$

Capitolo 4

Discussione dei risultati

Nei capitoli precedenti sono stati presentati i risultati di diversi autori che hanno calcolato il tasso di eventi di CCSN e il tasso di formazione per le diverse classi di stelle di neutroni. In particolare l'attenzione è stata concentrata sulle stelle di neutroni isolate e sono state ignorate le stelle di neutroni che fanno parte di un sistema binario.

Le stime di Diehl sul tasso di esplosioni di supernova sono supportate da solide basi di evoluzione stellare e da stime su un campione piuttosto esteso. La stima di Diehl è in ottimo accordo con la stima di controllo effettuata da Keane & Kramer, assumendo una legge alla Salpeter per la funzione iniziale di massa; se si considera invece una legge alla Scalo la stima risulta ridotta di molto e incompatibile. Questi risultati sono però influenzati da un'ipotesi fatta sul tasso di formazione stellare, e l'errore relativo sulla misura è notevole. Anche se la legge di Salpeter era stata originariamente ricavata per stelle di piccola massa, essa è stata dimostrata essere corretta poi per un campione di stelle fino a $120 M_{\odot}$ (come riporta ad esempio Kroupa, 2002); non c'è dunque motivo per pensare che la stima di Diehl sia errata. Si considera valida dunque la stima di $\beta_{\text{CCSN}} = 1.9 \text{ century}^{-1}$.

Per le pulsar radio sono stati esaminati lavori di tre differenti autori che hanno fornito tre stime diverse. I primi due valori (Lorimer (2006) e Vranesevic(2004)) risultano compatibili entro l'errore, è stata quindi calcolata la media ponderata tra questi due valori: $\bar{\beta}_{\text{PSR}} = 1.44 \pm 0.18 \text{ century}^{-1}$. Secondo il lavoro di Faucher-Giguère & Kaspi (2006) invece il valore sarebbe leggermente più elevato: $\beta = 2.8 \pm 0.5$. Quest'ultima stima tuttavia, per quanto rigorosa e ben giustificata è model dependent. D'altra parte le stime di Lorimer e Vranesevic sono indipendenti da ogni tipo di modello, ma sono affetti da incertezze sulla distribuzione delle pulsar e la loro stima è, come ammesso

dagli stessi autori, da considerarsi solo come un limite inferiore. Dato che questa trattazione non è interessata ai dettagli precisi, ma sono sufficienti delle buone stime, si può affermare che per le pulsar valga $\beta_{\text{PSR}} \gtrsim 1.44 \pm 0.18 \text{ century}^{-1}$.

Le stime sulle RRATs sono gravemente affette dalla limitatezza nei dati a disposizione. Fino a quando non si estenderà il campione di dati, su questo tipo di NS si potranno effettuare delle stime basate solo su delle assunzioni. Se però l'ipotesi che questo tipo di NS sia legato alle pulsar venisse confermata, allora il tasso di formazione risulterebbe piuttosto elevato: $\beta_{\text{RRAT}} \gtrsim 4.14 \pm 0.63 \text{ century}^{-1}$. Una stima più precisa dell'età di questi oggetti potrebbe abbassare questo valore, tuttavia va tenuto conto che le incertezze sul beaming factor delle pulsar potrebbero riflettersi sulle RRATs e far salire questo risultato. Assumiamo quindi che la stima riportata sia accettabile in prima battuta.

Il tasso di formazione delle magnetar e delle XDINSs è stato calcolato simultaneamente. Le stime su queste popolazioni soffrono della povertà di dati a disposizione: si può contare solo su 7 XDINSs, 5 AXPs e su un campione di SGRs troppo debole per essere utile. In più non si hanno dati importanti, come l'età, sull'intero campione. Ancora una volta le stime vanno considerate come un limite inferiore e guardate con il giusto peso.

Per quanto riguarda i CCOs l'età risulta ben determinata se si considera che essi si sono formati nell'esplosione di una supernova, di cui si possono vedere i resti. Il tasso di formazione di questi oggetti è circa 1/4 rispetto al tasso di esplosione di supernova, questo suggerisce che la manifestazione di una stella di neutroni all'interno di un resto di SN non si verifica ad ogni esplosione, sembra invece un evento più raro. Questo ribadisce il fatto che non tutti i resti di supernova sono associati a una stella di neutroni: le stelle di neutroni possono migrare (la loro velocità spaziale è notevole, con un valore medio di alcune centinaia di km/s), e oltretutto le esplosioni di supernova potrebbero non dar vita a una stella di neutroni, ma anche a un buco nero.

Si riassumono nella seguente tabella i risultati ottenuti:

PSR	$\gtrsim 1.4 \text{ century}^{-1}$
RRAT	$\gtrsim 4.1 \text{ century}^{-1}$
AXP	$\sim 0.2 \text{ century}^{-1}$
SGR	$\sim 0.1 \text{ century}^{-1}$
XDINS	$\sim 2.1 \text{ century}^{-1}$
CCO	$\sim 0.04 \text{ century}^{-1}$
TOT.	$\gtrsim 7.9 \text{ century}^{-1}$
CCSN	1.9 century^{-1}

Si vede che la stima del tasso di formazione totale delle stelle di neutroni è nettamente superiore alla frequenza calcolata per i CCSN. Anche considerando ogni tipo di errore empirico o statistico non si può ignorare questa incongruenza.

Un'ipotesi possibile è che le diverse manifestazioni di stelle di neutroni non siano altro che diverse tappe evolutive dello stesso oggetto. In questa ottica le stelle di neutroni nascerebbero come pulsar e poi si evolverebbero in RRATs per finire come XDINSs. Quest'ipotesi è giustificata dal periodo crescente di queste tre categorie e ridimensionerebbe il tasso di formazione a valori compatibili con le esplosioni di supernovae.

Se questa possibilità invece si rivelasse errata, occorrerebbe prendere in considerazione la possibilità di un altro meccanismo di formazione delle stelle di neutroni. Si sa che le stelle di neutroni possono formarsi anche per accrescimento, ma questo non è il caso visto che si considerano solo oggetti isolati. Si possono considerare altrimenti i fenomeni di supernova indotti dalla cattura elettronica, ma questi sono una frazione esigua del totale che non basta a giustificare le incongruenze. In tali circostanze sarebbe necessario un meccanismo del tutto nuovo e ancora ignoto.

Bibliografia

- [1] C. Chiosi , *Struttura ed evoluzione delle stelle*, Università degli studi di Padova.
- [2] M. S. Longair , *High energy Astrophysics*, 3rd edition, Cambridge University press, 2011.
- [3] R. Kippenhahn, A. Weigert, A. Weiss, *Stellar structure and evolution*, second edition, Springer, 2012.
- [4] S. Burke-Spolaor. Rotating Radio Transients and their place among pulsars. In J. van Leeuwen, editor, *IAU Symposium*, volume 291 of *IAU Symposium*, pages 95–100, March 2013.
- [5] R. Diehl, H. Halloin, K. Kretschmer, G. G. Lichti, V. Schönfelder, A. W. Strong, A. von Kienlin, W. Wang, P. Jean, J. Knödseder, J.-P. Roques, G. Weidenspointner, S. Schanne, D. H. Hartmann, C. Winkler, and C. Wunderer. Radioactive ^{26}Al from massive stars in the Galaxy. *nat*, 439:45–47, January 2006.
- [6] C.-A. Faucher-Giguère and V. M. Kaspi. Birth and Evolution of Isolated Radio Pulsars. In C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, and V. M. Kaspi, editors, *40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More*, volume 983 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 607–609, February 2008.
- [7] R. Gill and J. Heyl. The birthrate of magnetars. *MNRAS*, 381:52–58, October 2007.
- [8] W. C. G. Ho. Central compact objects and their magnetic fields. In J. van Leeuwen, editor, *IAU Symposium*, volume 291 of *IAU Symposium*, pages 101–106, March 2013.
- [9] V. Kaspi. Grand Unification in Neutron Stars: The High-B Radio Pulsars. Chandra Proposal, September 2010.

- [10] E. F. Keane and M. Kramer. On the birthrates of Galactic neutron stars. *MNRAS*, 391:2009–2016, December 2008.
- [11] P. Kroupa. The Initial Mass Function of Stars: Evidence for Uniformity in Variable Systems. *Science*, 295:82–91, January 2002.
- [12] D. R. Lorimer. Neutron Star Birth Rates. *ArXiv Astrophysics e-prints*, November 1999.
- [13] D. R. Lorimer, P. Esposito, R. N. Manchester, A. Possenti, A. G. Lyne, M. A. McLaughlin, M. Kramer, G. Hobbs, I. H. Stairs, M. Burgay, R. P. Eatough, M. J. Keith, A. J. Faulkner, N. D’Amico, F. Camilo, A. Corongiu, and F. Crawford. The Parkes multibeam pulsar survey - VII. Timing of four millisecond pulsars and the underlying spin-period distribution of the Galactic millisecond pulsar population. *MNRAS*, 450:2185–2194, June 2015.
- [14] D. R. Lorimer and M. Kramer. *Handbook of Pulsar Astronomy*. October 2012.
- [15] S. B. Popov, R. Turolla, and A. Possenti. A tale of two populations: rotating radio transients and X-ray dim isolated neutron stars. *MNRAS*, 369:L23–L26, June 2006.
- [16] R. Turolla. Isolated Neutron Stars: The Challenge of Simplicity. In W. Becker, editor, *Astrophysics and Space Science Library*, volume 357 of *Astrophysics and Space Science Library*, page 141, 2009.
- [17] R. Turolla, S. Zane, and A. Watts. Magnetars: the physics behind observations. *ArXiv e-prints*, July 2015.