

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Augusto Righi”
Corso di Laurea in Fisica

Fisica delle stelle di neutroni

Relatore:
Prof. Alessio Mucciarelli

Presentata da:
Francesca Fusco

Anno Accademico 2023/2024

Indice

1	Origine e formazione della stella di neutroni: le supernove	4
1.1	Tipi di supernove	4
1.2	Supernove core-collapse	6
1.3	L'onda d'urto di una supernova	8
1.4	Nucleosintesi esplosiva	9
2	La stella di neutroni	10
2.1	L'equazione di stato	10
2.2	Modelli stellari	11
2.3	Il limite di massa per le stelle di neutroni	12
2.4	La rotazione e la conservazione del momento angolare	13
2.5	Congelamento delle linee di campo magnetico	14
2.6	Il lento raffreddamento delle stelle di neutroni	15
3	Pulsars	16
3.1	Caratteristiche generali e possibili modelli	17
3.2	Radiazione di curvatura e di sincrotrone	18
3.3	La struttura delle pulsazioni	20
3.4	The Basic Pulsar Model	21
3.5	Verso un modello di emissione	22
4	Conclusioni	25

Abstract

Due anni dopo la scoperta del neutrone del 1932 l'esistenza di una stella di neutroni era già tra le previsioni dei fisici teorici, che hanno continuato a elaborare modelli fino a più di trent'anni dopo quando, nel 1967, Jocelyn Bell ha captato i primi segnali radio periodici, ripetuti ogni 1.337s. Un segnale dagli amici extraterrestri? No, anche se l'ipotesi è stata inizialmente valutata: si trattava del primo segnale delle Pulsar, stelle di neutroni in rotazione ad altissime velocità, fari nell'universo. A oggi la struttura interna di questi affascinanti corpi celesti è ancora misteriosa per via dell'altissima densità di materia che rende le stelle di neutroni laboratori per studiare la fisica della materia in condizioni estreme e di cui non si conoscono ancora le leggi fisiche. Oggetto di questa tesi è illustrare i principali risultati ottenuti dalla ricerca scientifica in merito a queste stelle: le supernove core-collapse come origine del nucleo degenere, la formazione e la modellizzazione della struttura, l'emissione delle pulsars.

Capitolo 1

Origine e formazione della stella di neutroni: le supernove

Per comprendere come si formi la stella di neutroni è necessario volgere uno sguardo alle sue origini, analizzando la fase evolutiva immediatamente precedente: la supernova.

Inizialmente osservate come apparizioni brevi e improvvise di stelle estremamente luminose, le supernove sono tra le esplosioni più energetiche osservate nell'universo. Esse sono il destino delle stelle con massa superiore a $8M_{\odot}$, condizione necessaria affinché, grazie alle elevate temperature di circa $T \sim 5 - 6 \cdot 10^8 K$, la combustione di idrogeno e poi di elio avvenuta nella Main Sequence prosegua con la combustione dei prodotti, carbonio e ossigeno, e di altri elementi.

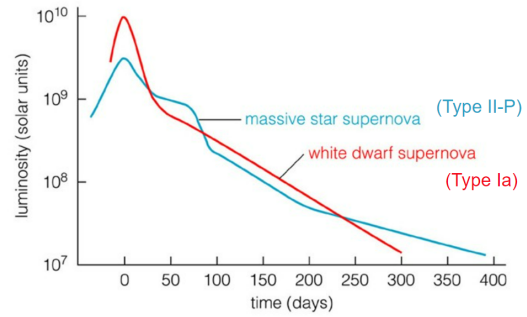
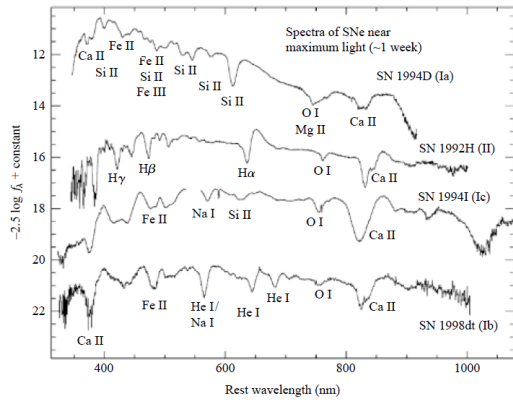
1.1 Tipi di supernove

Con il crescere del numero di osservazioni di questo fenomeno e analizzandone spettri e curve di luce, si è giunti a una prima classificazione osservativa:

1. Le supernove di **tipo I** non presentano linee dell'idrogeno nel loro spettro;
2. Le supernove di **tipo II** presentano invece forti linee dell'idrogeno.

Questi due primi elementari tipi presentano a loro volta delle caratteristiche che offrono ulteriori classificazioni. Tra le supernove di tipo I si distinguono, analizzando gli spettri mostrati in figura 1.1a,

1. Le supernove di **tipo Ia** che presentano linee del silicio;
2. Le supernove di **tipo Ib** che non presentano linee del silicio ma solo di elio;
3. Le supernove di **tipo Ic** che non presentano né le linee del silicio né le linee dell'elio.



(a) Spettro rappresentativo dei 4 tipi di supernove, in ordine Ia, II, Ic e Ib. Sebbene la supernova SN 1994I (tipo Ic) presenti linee di assorbimento del Si II, queste sono visibilmente meno prominenti delle stesse linee presentate dalla SN 1994D (tipo Ia).

(b) Curve di luce rappresentative che mostrano l'evidenza di un plateau nella luminosità delle supernove di tipo II-P confrontate con la curva di luce di una supernova di tipo Ia.

Osservando invece le curve di luce delle supernove di tipo II, mostrate in figura 1.1b, si individuano

1. Le supernove di **tipo II-P**, la cui curva di luce presenta un temporaneo ma chiaro plateau tra il trentesimo e l'ottantesimo giorno dopo il picco di luce, giorno zero;
2. Le supernove di **tipo II-L**, la cui curva di luce non presenta alcun plateau.

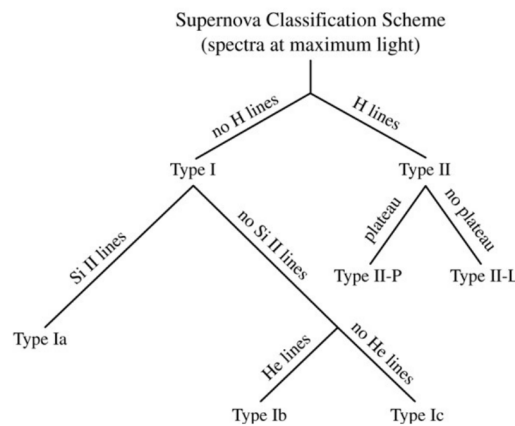


Figura 1.2: Schema riassuntivo della classificazione osservativa delle supernove

Tale classificazione, riassunta in figura 1.2, non tiene conto però del tipo di eventi e della loro ignizione. Le supernove di tipo Ia, dette **termonucleari**, sono eventi profondamente

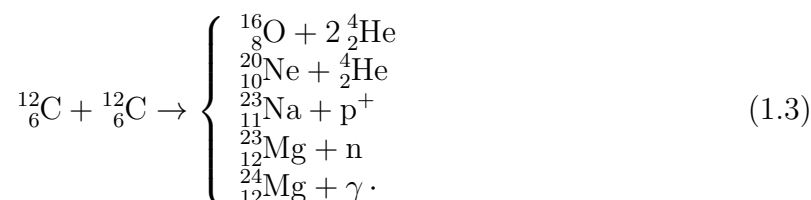
diversi dalle supernove di tipo Ib, Ic e II, dette **core-collapse**. Queste ultime sono l'oggetto di studio della prossima sezione, in quanto stadio precedente la formazione delle stelle di neutroni.

1.2 Supernove core-collapse

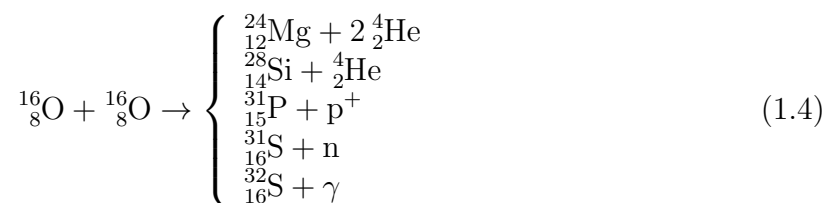
I tre tipi di supernova, Ib, Ic e II, hanno inizio con il collasso gravitazionale di un nucleo massivo, da cui il nome. Dopo la fase evolutiva principale, la stella presenta un nucleo di carbonio e ossigeno, prodotti dalla precedente combustione di elio, che invece continua solo negli strati superficiali. La fine della combustione dell'elio negli strati più interni causa, per stelle **poco massive**, una nuova degenerazione del nucleo e un processo evolutivo diverso da ciò che sarà mostrato a seguire, terminando con la formazione di una **Nana Bianca**. Stelle con **massa iniziale superiore alle $8M_{\odot}$** invece presentano condizioni tali da attivare il bruciamento del carbonio, secondo le reazioni



che vanno ad aumentare la massa del nucleo. Per stelle sufficientemente massive si possono raggiungere temperature ancora più elevate che attivano nuove reazioni in grado di produrre una più ampia varietà di elementi:

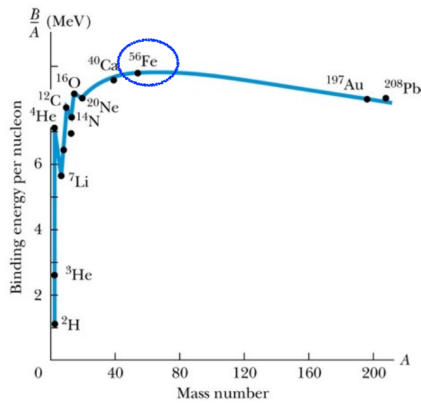


A temperature dell'ordine di $10^9 K$, una volta terminata la combustione di carbonio, con l'ossigeno prodotto si attivano le seguenti reazioni:

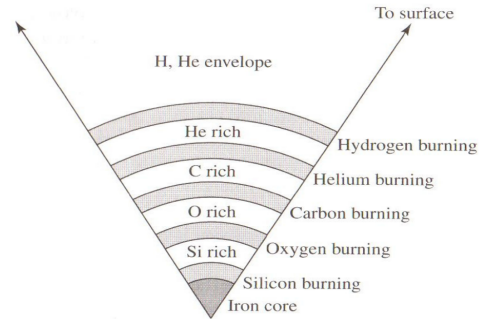


producendo un nucleo la cui composizione è dominata dal silicio.

Infine, a temperature di circa $3 \cdot 10^9 K$, comincia la combustione del silicio tramite una serie di reazioni il cui prodotto è una molteplicità di nuclei vicini al picco del ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ nella curva dell'energia di legame per nucleone, mostrata in figura 1.3a. Gli elementi prodotti in maggior quantità sono ${}^{54}_{26}\text{Fe}$, ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ e ${}^{56}_{28}\text{Ni}$.



(a) Grafico dell'energia di legame per nucleone in funzione del numero di massa. Si noti che la funzione mostra un picco sul Ferro, elemento più stabile.



(b) Schema della struttura "a cipolla" della stella. A partire dallo strato più superficiale e andando verso il nucleo l'elemento bruciato è via via più pesante.

Figura 1.3

Assunto che ciascuna reazione raggiunga uno stato di equilibrio, la struttura della stella va a stratificarsi man mano che il carburante di ciascuna reazione va a esaurirsi, attivando a partire dal nucleo l'ignizione di un elemento più pesante. Tale struttura è detta "a cipolla" ed è mostrata in figura 1.3b.

A temperature così elevate i fotoni sono sufficientemente energetici da spaccare i nuclei più pesanti, processo noto come **fotodisintegrazione**, che per ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ e ${}^4_2\text{He}$ consiste nelle seguenti reazioni:



Il processo di fotodisintegrazione annulla gli sforzi fatti dalla stella di creare elementi più pesanti dell'idrogeno e dell'elio, e sottrae energia necessaria al gas circostante a supportare il peso del gas stesso. In aggiunta, gli elettroni liberi, che tramite la pressione di degenerazione supportavano la stella, sono catturati dai nuclei pesanti e dai protoni prodotti tramite la fotodisintegrazione con il decadimento β^-



che rilascia un'enorme quantità di energia in forma di neutrini, raggiungendo una luminosità di $L \sim 4.4 \cdot 10^{38} \text{ erg/s}$. Tali processi innescano il collasso gravitazionale della stella, con una velocità inizialmente proporzionale alla distanza dal centro. Questo tipo di collasso è detto "omologo", ed è coordinato dalle onde di pressione che trasmettono

informazioni riguardo le variazioni di densità negli interni circostanti, sincronizzando il movimento di materia. La velocità massima a cui possono propagarsi le onde di pressione però è la velocità del suono, per cui a distanze dal centro superiori al raggio a cui tale velocità è raggiunta le onde di pressione non possono sincronizzare, e pertanto rallentare, lo spostamento di materia, che è quindi in caduta libera. Vanno perciò a distinguersi il nucleo interno e il nucleo esterno, quest'ultimo con un tempo di caduta libera dato da

$$t_{FF} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho_0}} \quad (1.8)$$

dove ρ_0 è la densità precedente al collasso. Si noti che t_{FF} non dipende dal raggio iniziale della stella. Si stima che le velocità di collasso possano raggiungere valori di 70000 km/s (come comprimere il volume della Terra in 50 km in un solo secondo!) .

1.3 L'onda d'urto di una supernova

Il collasso omologo del nucleo interno continua finché la densità non supera il valore di $\rho \sim 8 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$, circa tre volte la densità di un nucleo atomico: a distanze tra i neutroni così piccole la forza forte diventa repulsiva per via del principio di esclusione di Pauli, che impedisce a più neutroni di occupare lo stesso stato, quindi la stessa posizione. Il risultato è che le onde di pressione rimbalzano, propagandosi sul materiale in caduta libera proveniente dagli strati più esterni.

Quando le onde di pressione raggiungono la velocità del suono diventano **un'onda d'urto** che si propaga verso l'esterno. L'onda d'urto riscalda la materia incidente, favorendo una nuova fase di fotodisintegrazione.

La fotodisintegrazione causa una perdita di energia di circa $1.7 \cdot 10^{44} \text{ J}$ ogni $0.1M_\odot$ di ferro scomposto in protoni e neutroni. Questo è sufficiente a fermare l'onda d'urto dopo pochi millisecondi, rendendola quasi stazionaria.

Si tiene a sottolineare che quanto segue è un modello che, seppur riproduce con grande accuratezza ciò che osserviamo, è ancora incerto: la fisica dei neutrini richiede una grande risoluzione di calcolo che sfida anche i computer più potenti al mondo.

Negli strati precedenti l'onda d'urto (si faccia riferimento alla figura 1.4), la fotodisintegrazione è accompagnata dalla cattura elettronica, che va a produrre nuovi neutrini (Eq. (1.7)) . Per via della crescente densità di materia, il nucleo in collasso è opaco ai neutrini e ne impedisce il passaggio. I neutrini sono così intrappolati sul nucleo in collasso, creando una **neutrinosfera**. Al di sopra di questa i neutrini sono costretti a depositare la loro energia sull'onda d'urto, tramite la combinazione di processi di assorbimento che segue



Questi forniscono all'onda d'urto sufficiente energia per continuare la sua marcia e produrre un'esplosione supernova di tipo II. L'esplosione guiderà l'involuppo lontano dai resti della stella, chiamata ora **protostella di neutroni**. La materia rilasciata possiede un'energia cinetica dell'ordine di 10^{44} J.

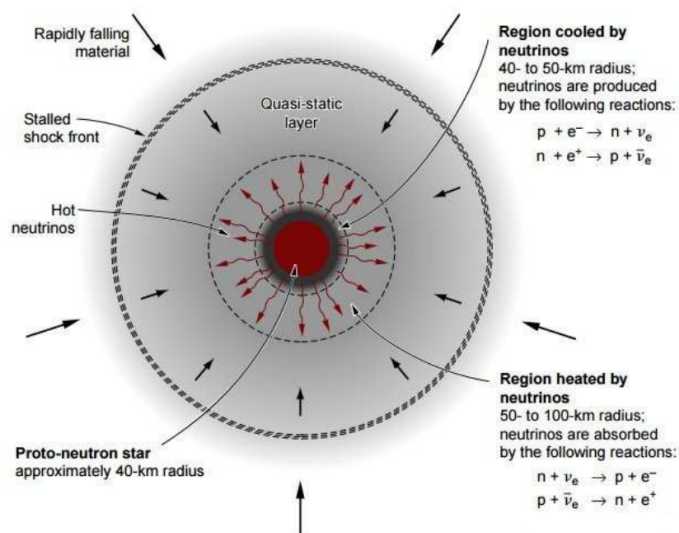


Figura 1.4: Schema degli interni della stella nei momenti precedenti l'esplosione.

1.4 Nucleosintesi esplosiva

Tutti gli elementi più pesanti prodotti durante la vita della stella sono espulsi con l'esplosione. Si consideri la curva di luce di una supernova di tipo II-P, la più comune tra le supernove core-collapse, mostrata in figura 1.1b. Il plateau successivo all'esplosione è dovuto al decadimento radioattivo di $^{56}_{28}\text{Ni}$ prodotto dall'onda d'urto:



L'energia prodotta dal decadimento alimenta l'esplosione, producendo il plateau osservato. L'isotopo $^{56}_{27}\text{Co}$ stesso è radioattivo, per cui seguirà il decadimento



con cui termina la produzione di energia. Ciò che resta dopo l'esplosione è un nucleo ferroso, punto di partenza per la formazione della stella di neutroni.

Capitolo 2

La stella di neutroni

Dopo la scoperta del neutrone, l'astronomo Walter Baade e l'astrofisico Fritz Zwicky proposero l'esistenza della stella di neutroni e suggerirono che le supernove rappresentassero la transizione dalle stelle ordinarie alle stelle di neutroni.

Nella descrizione che segue sono necessarie delle assunzioni preliminari. Poiché le stelle di neutroni sono formate quando la pressione di degenerazione degli elettroni non è in grado di supportare il peso della massa della stella, si assuma il limite di Chandrasekhar $M_{Ch} = 1.44M_{\odot}$ come valore tipico della massa iniziale di una stella di neutroni e invece 10km come valore tipico del raggio. La stella risultante avrebbe una densità media di $6.65 \cdot 10^{17} \text{kg/m}^3$, che garantisce una vicinanza tra i neutroni tale da contrastare, attraverso la pressione di degenerazione, la forza di gravità. Si pensi che l'accelerazione di gravità assume il valore $g = 1.86 \cdot 10^{12} \text{m/s}^2$, circa 190 miliardi di volte l'accelerazione della Terra.

2.1 L'equazione di stato

Trovare l'equazione di stato di una stella di neutroni è un'impresa tutt'altro che semplice. La sezione che segue si propone di mostrare i principali processi in corso all'interno del nucleo stellare. Si tratta di descrivere la configurazione di equilibrio di un fluido composto da nucleoni soggetti a continui decadimenti e in condizioni di degenerazione: le difficoltà riscontrate sono la causa principale dell'incertezza nel calcolo di un modello unico della stella di neutroni.

Inizialmente, a basse densità, i nucleoni si trovano nei nuclei di ferro. Appena la densità, per via del collasso di materia, raggiunge valori di $\rho \sim 10^9 \text{kg/m}^3$, per creare la pressione di degenerazione che bilanci la gravità gli elettroni devono assumere velocità relativistiche. Questo implica che la configurazione di equilibrio cambia poiché, appena la densità supera 10^{12}kg/m^3 , i protoni dei nuclei ferrosi vanno incontro alla cattura elettronica, producendo altri neutroni e neutrini secondo l'Eq. (1.7) .

A densità ancora più elevate, la disposizione più stabile dei nucleoni è quella in cui questi ultimi si trovano in un reticolo di nuclei sempre più ricchi di neutroni così da ridurre l'energia dovuta alla repulsione coulombiana tra i protoni. Questo processo è noto come **neutronizzazione**. In condizioni ordinarie, poiché la massa del neutrone è maggiore della massa del protone, con un decadimento β^+ si osserverebbero i neutroni tornare protoni:

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (2.1)$$

Tuttavia, in condizioni di degenerazione completa, l'elettrone emesso non troverebbe uno stato libero da occupare, motivo per cui il decadimento nell'Eq. (2.1) non è osservato.

Quando la densità raggiunge il valore di $4 \cdot 10^{14} \text{ km}/m^3$, la configurazione a energia minima, nonché di equilibrio, è quella in cui alcuni neutroni sono espulsi dai nuclei, quindi liberi. Questo processo è detto **neutron drip**. A questo punto il nucleo stellare è composto da un reticolo di nuclei ricchi di neutroni, neutroni non relativistici degeneri ed elettroni relativistici degeneri.

Immediatamente inizia un processo di accoppiamento dei neutroni degeneri che formano dei bosoni notoriamente non soggetti al principio di esclusione di Pauli. Dunque poiché tutti i bosoni possono raggrupparsi nello stato a energia più bassa, non c'è perdita di energia e il gas, formato inizialmente da neutroni liberi, non ha viscosità: è un superfluido.

Con un ulteriore aumento della densità il numero di neutroni degeneri supera il numero di elettroni degeneri. Quando la densità raggiunge il valore della densità nucleare ρ_{nuc} , la distinzione tra nucleoni legati e liberi perde significato e i nuclei vanno a dissolversi: il risultato è un fluido composto da protoni, elettroni e neutroni liberi dominati dalla pressione di degenerazione di neutroni e in cui sia protoni che neutroni sono soggetti ad accoppiamenti, formando dei superfluidi. Il superfluido di protoni appaiati inoltre non ha resistenza elettrica, per cui è anche superconduttore.

Ciò che accade a densità ancora più elevate non è ancora noto. Un'ulteriore complicazione appare quando $\rho > 2\rho_{nuc}$, valore per cui spontaneamente i neutroni decadono in pioni e protoni e le difficoltà aumentano.

2.2 Modelli stellari

Il primo modello quantitativo è stato costruito da J. Robert Oppenheimer e G. M. Volkoff nel 1939. Nonostante i dettagli dipendano sensibilmente dell'equazione di stato utilizzata, questo modello mostra delle caratteristiche comuni:

1. La crosta esterna è composta da nuclei pesanti, nella forma di un fluido o di un solido, e da elettroni relativistici degeneri. All'aumentare della profondità aumentano i nuclei ricchi di protoni, fino alla fine della crosta esterna, dove comincia il neutron drip.

2. La crosta interna è composta da un reticolo di nuclei ricchi di neutroni, superfluidi di neutroni ed elettroni. Sul fondo $\rho \approx \rho_{nuc}$ per cui i nuclei si dissolvono.
3. L'interno della stella di neutroni è composto principalmente dal superfluido di neutroni, ma anche dal superfluido superconduttore di protoni e da elettroni.
4. Non si conosce la composizione del nucleo, si sa solo che la densità misurata è di circa $\sim 10^{18} kg/m^3$.

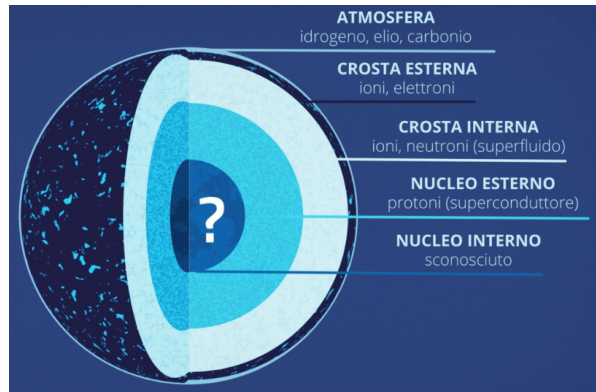


Figura 2.1: Modello della struttura interna della stella di neutroni.

2.3 Il limite di massa per le stelle di neutroni

Massa e volume delle stelle di neutroni soddisfano una relazione della forma

$$M_{ns}V_{ns} = \text{costante} \quad (2.2)$$

per cui tali stelle diventano sempre più piccole all'aumentare della massa, il cui valore però ha un limite massimo entro cui la pressione di degenerazione può supportare la forza di gravità. Il valore massimo della massa per le stelle di neutroni è detto **limite di Oppenheimer-Volkoff** e ovviamente dipende dall'equazione di stato scelta, ma attraverso un dettagliato calcolo computazionale e tramite un ragionamento sulla base della relatività generale, si può giungere a conclusione che esso sia $2.2M_{\odot}$ per le stelle statiche e $2.9M_{\odot}$ per le stelle in rotazione rapida. Tali valori sono stati ottenuti considerando che la stella deve essere in grado di rispondere a piccole perturbazioni variando la propria pressione. Questa variazione però è compiuta tramite onde sonore, che non possono eccedere la velocità della luce. Se la stella ha una massa che eccede i limiti indicati sopra, la pressione non può variare abbastanza velocemente da evitare il collasso in un buco nero.

2.4 La rotazione e la conservazione del momento angolare

Già con i primi modelli precedenti l'osservazione della stella di neutroni si era previsto che la stella dovesse ruotare velocemente: se il nucleo ferroso iniziale ruotasse anche solo lentamente, la riduzione drastica del raggio e la conservazione del momento angolare garantirebbero comunque la formazione di una stella in rapida rotazione. L'obiettivo di questa sezione è quantizzare la rapidità di rotazione ricavando un'espressione per il periodo di rotazione della stella in funzione del periodo di rotazione del nucleo iniziale. **(Forse il calcolo dei raggi seguente sarà fatto nel capitolo precedente)** Bilanciando la pressione centrale e la pressione di degenerazione per una nana bianca e una stella di neutroni, si giunge a un'espressione per il raggio di ciascun tipo di stella in funzione della sua composizione chimica:

$$R_{wd} \approx \frac{(18\pi)^{2/3} \hbar^2}{10G(M_{wd})^{1/3}} \left(\frac{1}{m_e} \right) \left[\left(\frac{Z}{A} \right) \frac{1}{m_H} \right]^{5/3} \quad (2.3)$$

$$R_{ns} \approx \frac{(18\pi)^{2/3} \hbar^2}{10G(M_{ns})^{1/3}} \left(\frac{1}{m_H} \right)^{8/3} \quad (2.4)$$

Supponendo che il nucleo ferroso da cui nasce la stella di neutroni abbia le stesse caratteristiche di una nana bianca fatta interamente di ferro e assumendo che $m_H \approx m_n$, si ottiene il rapporto tra il raggio del nucleo iniziale e il raggio della stella di neutroni il cui valore, nonostante le grossolane approssimazioni, è sufficientemente accurato:

$$\frac{R_{core}}{R_{ns}} \approx \frac{m_n}{m_e} \left(\frac{Z}{A} \right)^{5/3} = 512 \quad (2.5)$$

Questo risultato può essere utilizzato nel calcolo del periodo di rotazione: si consideri la stella come un corpo sferico con momento d'inerzia $I = CMR^2$, dove C è una costante dipendente dalla distribuzione di massa nella stella (e.g. $2/5$ per una distribuzione uniforme). Imponendo la conservazione del momento angolare $L = I \cdot \omega$ si ottiene

$$I_i \omega_i = I_f \omega_f \quad (2.6)$$

$$CM_i R_i^2 \omega_i = CM_f R_f^2 \omega_f \quad (2.7)$$

dove si è assunto che la costante C resti invariata nel passaggio da nucleo ferroso a stella. È possibile adesso ricavare un'espressione per ω_f , i.e. la velocità angolare della stella, in funzione di ω_i , velocità angolare del nucleo, per ottenere infine il periodo di rotazione

$P_f = \frac{2\pi}{\omega_f}$. Per semplicità si assuma che non ci sia perdita di massa, per cui $M_i = M_f$:

$$\omega_f = \omega_i \left(\frac{R_i}{R_f} \right)^2 \quad (2.8)$$

$$P_f = P_i \left(\frac{R_f}{R_i} \right)^2 \quad (2.9)$$

dove inserendo il risultato Eq. (2.5) si ottiene $P_{ns} \approx 3.8 \cdot 10^{-6} P_{core}$. Il valore del periodo del nucleo non può essere calcolato analogamente, meriterebbe una trattazione più complessa poiché nella sua formazione non è isolato. Assumendo allora come valore il periodo della nana bianca 40 Eridani B, $P_{core} = 1350s$, il periodo di rotazione di una tipica stella di neutroni sarà dato da $P_{ns} = 5 \cdot 10^{-3}s$.

2.5 Congelamento delle linee di campo magnetico

Anche la presenza di un forte campo magnetico è tra le predizioni precedenti la prima osservazione della stella di neutroni. In teoria magnetoidrodinamica si chiama congelamento delle linee del campo magnetico la proprietà dei fluidi conduttori per cui le linee di un campo magnetico si muovono con il fluido stesso. La composizione chimica della stella di neutroni rende possibile osservare questo effetto, la cui diretta conseguenza è la conservazione del flusso magnetico attraverso la superficie del nucleo mentre collassa. Utilizzando questa proprietà è possibile predire un valore per il campo magnetico della stella in funzione del campo magnetico del nucleo in collasso. Il flusso di un campo magnetico \mathbf{B} attraverso una superficie S è definito come

$$\phi = \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{A} \quad (2.10)$$

dove $d\mathbf{A}$ è l'elemento di superficie. Assumendo un campo magnetico uniforme e perpendicolare alla superficie sferica, la conservazione di ϕ implica

$$B_i 4\pi R_i^2 = B_f 4\pi R_f^2. \quad (2.11)$$

Non potendo ottenere una misura del campo magnetico del nucleo, si impieghi al suo posto il valore del campo magnetico di una nana bianca più intenso misurato, $B \approx 5 \cdot 10^4 T$, e utilizzando il risultato Eq. (2.5), si ottiene

$$B_{ns} \approx B_{core} \left(\frac{R_{wd}}{R_{ns}} \right)^2 = 1.3 \cdot 10^{10} T. \quad (2.12)$$

Secondo questo calcolo dunque le stelle di neutroni sarebbero formate con linee di campo molto forti. I dati sperimentali confermano questa predizione, ma solitamente si osservano valori più vicini a $10^8 T$.

2.6 Il lento raffreddamento delle stelle di neutroni

I valori della temperatura nel momento dell'esplosione della supernova si aggirano attorno ai $10^{11}K$. Già dal primo giorno di vita della stella di neutroni comincia una lunga fase di raffreddamento, attraverso i neutrini e antineutrini emessi con un processo noto come URCA¹, unione dei decadimenti β^+ e β^- :



Questo processo può continuare finché i nucleoni possono considerarsi non degeneri, ma le temperature calano così velocemente che dopo il primo giorno di vita $T \sim 10^9 K$ e i nucleoni sono già in condizioni di degenerazione. Nei primi mille anni la temperatura continua a diminuire attraverso neutrini e antineutrini emessi da altri processi, fino a raggiungere una temperatura superficiale di $10^6 K$. Conoscendo questo valore è possibile calcolare la luminosità con la legge di Stefan-Boltzmann,

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_e^4 = 7.13 \cdot 10^{25} W. \quad (2.15)$$

Nonostante questo valore sia paragonabile alla luminosità del Sole, con le legge di Wien osserviamo che il picco di emissione cade nei raggi X:

$$\lambda_{max} = \frac{(500nm)(5800K)}{T} = 2.9nm. \quad (2.16)$$

Prima di costruire gli osservatori di raggi X gli astronomi avevano infatti poche speranze di osservare questi strani oggetti.

¹Il nome è stato dato da Gamow e Schoenberg, incontratisi al Casinò di Rio URCA, e vuole richiamare l'efficienza con cui il casinò ha sottratto denaro a uno dei fisici, paragonandola all'efficienza con cui tale processo sottrae calore alla stella. I due inventarono anche un acronimo per URCA: "Un-Recordable Cooling Agent" ovvero un fattore di raffreddamento inosservabile, il neutrino.

Capitolo 3

Pulsars

L'astrofisica Jocelyn Bell, che nel 1967 preparava la sua tesi di dottorato, cercava di studiare la scintillazione radio di lontane sorgenti chiamate quasars quando si trovò alle prese con un fastidioso segnale periodico. Le civiltà extraterrestri avevano scelto proprio la frequenza dei suoi studi per comunicare, impedendole di completare la ricerca? Fu sollevata quando fu registrato lo stesso segnale ma proveniente da zone diverse del cielo: era inverosimile che tante civiltà extraterrestri avessero scelto la stessa frequenza per comunicare proprio con il pianeta Terra!

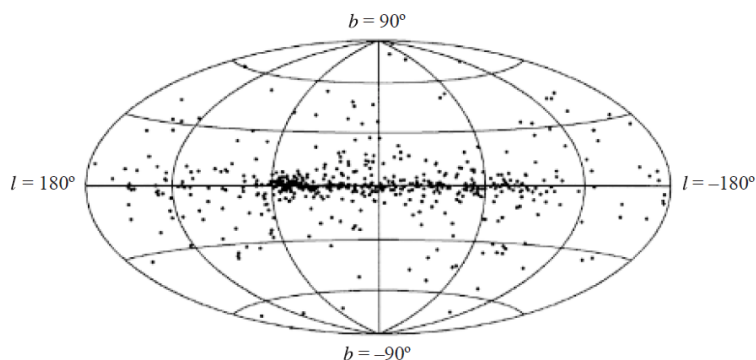


Figura 3.1: Distribuzione spaziale delle stelle pulsar osservate al giorno d'oggi in coordinate galattiche, attorno al centro della Via Lattea. I grumi di stelle sono un effetto di selezione dovuto all'orientazione del telescopio radio Arecibo.

3.1 Caratteristiche generali e possibili modelli

Tutte le pulsar conosciute hanno delle caratteristiche comuni, da cui si deduce la loro natura:

1. La maggior parte delle pulsar ha un periodo compreso tra 0.25 s e 2 s, con una media di 0.795 s. Il periodo più lungo registrato è di 11.8 s, il più corto di 0.00139 s;
2. Il loro periodo è incredibilmente definito, si pensi che per la pulsar PSR 1937+214 è stato registrato un periodo di 0.00155780644887275 s: paragonabile all'accuratezza dei migliori orologi atomici;
3. Tutti i periodi aumentano gradualmente al rallentare delle pulsazioni.

Queste caratteristiche hanno permesso agli astronomi di dedurre la natura fondamentale delle pulsar. La radiazione regolare e periodica poteva essere attribuita a tre cause: sistemi binari di stelle di neutroni, stelle di neutroni oscillanti oppure in rapida rotazione. Quest'ultima opzione si rivelò l'unica in grado di spiegare la brevità dei periodi osservati. Negli anni a seguire inoltre si osservarono altre evidenze a supporto dell'ipotesi che le pulsar originassero dai resti delle supernove. Una di queste è l'elevata velocità con cui si muovono nello spazio, superiore alle stelle ordinarie, a volte maggiore di 1000 km/s. È molto probabile infatti che le esplosioni supernove core-collapse non abbiano una simmetria sferica perfetta, per cui durante la formazione la stella pulsar potrebbe ricevere una spinta nella direzione dell'asimmetria.

3.2 Radiazione di curvatura e di sincrotrone

Le osservazioni della Nebulosa Granchio, mostrata in Fig. (3.2) e in Fig. (3.3), rimanenza della Supernova del Granchio, confermano la connessione tra la supernova e la stella pulsar. La nebulosa infatti presenta dei filamenti luminosi gassosi attorno al centro. Confrontandone le immagini nel tempo, è possibile estrapolare il tasso di espansione attuale della nebulosa. Se il tasso di espansione fosse costante, come solitamente accade, andando indietro nel tempo e seguendo la contrazione della nebulosa si giungerebbe all'oggetto puntiforme precedente l'esplosione. Curiosamente però con il tasso di espansione misurato per la Nebulosa Granchio la contrazione si arresterebbe in un punto 90 anni successivi al momento in cui è realmente accaduta l'esplosione supernova. Si conclude che qualcosa deve aver accelerato l'espansione della Nebulosa il cui tasso non può essere costante.



Figura 3.2: Immagine della Nebula Granchio, osservata dal telescopio spaziale della NASA Hubble, sovrapposizione di più scatti avvenuti tra il 1999 e il 2000. I filamenti arancioni sono i resti della stella e sono composti principalmente da idrogeno. La stella di neutroni in rapida rotazione, situata al centro della nebulosa, è l'alimentatore dello spettrale bagliore bluastro all'interno della nebulosa. La luce blu invece proviene da elettroni che vorticano quasi alla velocità della luce attorno alle linee del campo magnetico della stella di neutroni. La stella di neutroni, come un faro, emette due fasci gemelli di radiazione che sembrano pulsare 30 volte al secondo a causa della rotazione della stella di neutroni.



Figura 3.3: Immagine della pulsar del Granchio, combinazione di scatti ripresi dal telescopio spaziale Hubble nel visibile(in rosso) e dal telescopio orbitale Chandra in raggi X(in blu).

Il mistero cominciò a risolversi quando nel 1953 l'astronomo russo Shklovsky propose che la luce proveniente dalla nebulosa fosse riconducibile alla radiazione di sincrotrone, una radiazione emessa da elettroni relativistici in moto elicoidale lungo le linee di campo magnetico. La forza di Lorentz su una particella carica fa sì che la componente della velocità perpendicolare alla linea di campo sia deviata, producendo un moto circolare, mentre la componente parallela non è alterata (si faccia riferimento alla Fig. (3.4)). Se a dominare è il moto circolare si parla di radiazione di sincrotrone, altrimenti di radiazione di curvatura. In entrambi i casi la radiazione è polarizzata linearmente sul piano del moto circolare e sul piano delle linee di campo.

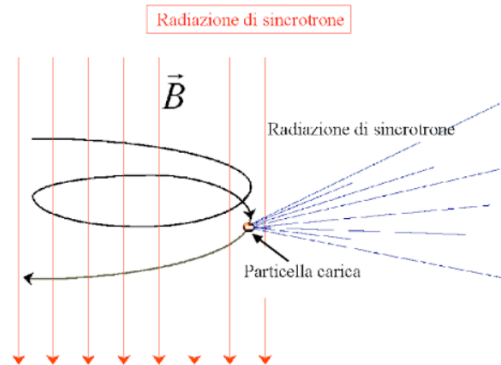


Figura 3.4: Illustrazione del moto elicoidale di una particella carica immersa in un campo magnetico.

L'ipotesi dell'astronomo Shklovsky però implicava la presenza di un campo magnetico la cui intensità, $10^{-7}T$, è di gran lunga superiore al valore previsto a quel punto dell'evoluzione della nebulosa. La soluzione trovata fu la presenza di una stella di neutroni rotante al centro della nebulosa, la cui perdita di energia alimenterebbe l'espansione della nebulosa e la radiazione di sincrotrone.

3.3 La struttura delle pulsazioni

Nel viaggio verso la Terra attraverso lo spazio interstellare, il campo elettrico variabile delle onde radio genera una vibrazione degli elettroni incontrati lungo la strada. Questo causa un rallentamento delle onde radio, specialmente a basse frequenze. Per cui se le onde emesse in origine hanno un picco di intensità in un certo istante su tutte le frequenze, ciò che poi viene registrato è una pulsazione dispersa e composta da un certo numero di *sottoimpulsi* (si veda Fig. (3.5)).

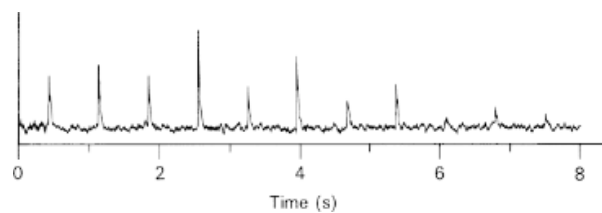


Figura 3.5: Pulsazioni dalla PSR 0320+54.

Poiché più una stella è distante, maggiore sarà la dispersione delle sue pulsazioni, il ritardo temporale può essere usato per stimare la sua distanza.

3.4 The Basic Pulsar Model

Ci sono ancora molti dettagli incerti sulle caratteristiche di queste stelle. Il modello più semplice, the Basic Pulsar Model, prevede come già enunciato una stella di neutroni in rapida rotazione con un forte campo magnetico dipolare inclinato rispetto all'asse di rotazione di un angolo θ . Tali assunzioni sorgono naturalmente dal collasso di una stella sufficientemente grande.

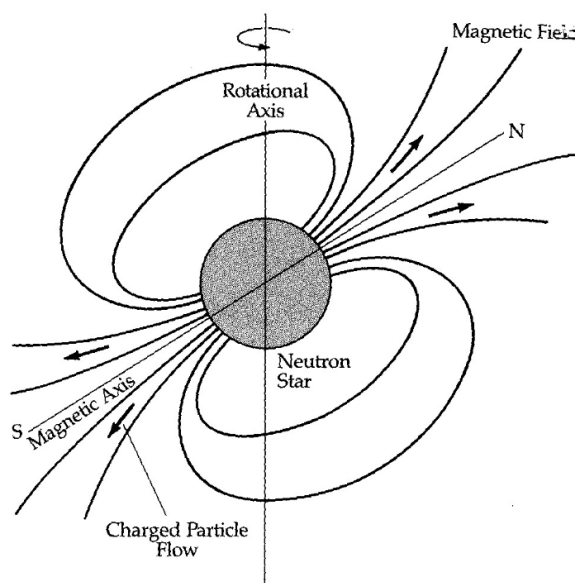


Figura 3.6: The Basic Pulsar Model

La prima grandezza ottenibile è l'intensità del campo magnetico B conoscendo le misure del raggio, della massa e del periodo della pulsar. L'intensità del campo varierà velocemente nel tempo e in ogni punto dello spazio con la rotazione della pulsar. Secondo la legge di Faraday, un campo magnetico variabile indurrà un campo elettrico variabile e insieme, poco lontano dalla stella, formeranno un'onda elettromagnetica che sottrae energia alla stella. Per questo motivo la radiazione prodotta è detta di "dipolo magnetico".

Si consideri l'energia emessa per secondo da un dipolo magnetico rotante,

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{32\pi^5 B^2 R^6 \sin^2\theta}{3\mu_0 c^3 P^4}. \quad (3.1)$$

Assumendo che tutta l'energia cinetica persa dalla stella è nella forma di radiazione di dipolo magnetico, si avrà che

$$\frac{dE}{dt} = \frac{dK}{dt}. \quad (3.2)$$

É possibile ricavare un'espressione per l'energia cinetica in termini del periodo, assumendo che la stella sia una sfera uniforme di momento di inerzia I :

$$K = \frac{1}{2}I\omega^2 = \frac{2\pi^2 I}{P^2}, \quad (3.3)$$

da cui si ottiene il tasso a cui la stella perde energia,

$$\frac{dK}{dt} = -\frac{4\pi^2 I \dot{P}}{P^3}. \quad (3.4)$$

Imponendo la (3.2),

$$-\frac{32\pi^5 B^2 R^6 \sin^2\theta}{3\mu_0 c^3 P^4} = -\frac{4\pi^2 I \dot{P}}{P^3} \quad (3.5)$$

si ottiene finalmente un'espressione per il campo magnetico in funzione delle caratteristiche della stella,

$$B = \frac{1}{2\pi R^3 \sin\theta} \sqrt{\frac{3\mu_0 c^3 I P \dot{P}}{2\pi}}. \quad (3.6)$$

3.5 Verso un modello di emissione

I meccanismi di emissione della radiazione proveniente dalle stelle pulsar invece sono ancora per lo più sconosciuti e le osservazioni sono soggette a più interpretazioni. L'unico tipo di emissione la cui provenienza non è messa in discussione è l'onda radio. La descrizione che segue riassume il modello più popolare sull'emissione delle pulsazioni. Della sua veridicità però la comunità scientifica dibatte ancora.

Come discusso precedentemente è certo che il campo magnetico variabile induca un campo elettrostatico sulla superficie della stella. L'intensità della forza elettrica è generalmente molto maggiore dell'intensità della forza gravitazionale, motivo per cui, a seconda della direzione del campo elettrico, elettroni o ioni positivi sono continuamente strappati dalle regioni polari. Questo crea una **magnetosfera** di particelle cariche che circonda la pulsar e che è trasportata con essa nella rotazione, schematizzata in Fig. (3.6). Tuttavia, poiché la velocità delle particelle non può superare la velocità della luce, oltre il cilindro di luce le particelle sono trascinate via, portando con sé il campo magnetico. Questo "vento" di particelle potrebbe essere responsabile del rifornimento di particelle relativistiche della Nebula Granchio e del campo magnetico in cui è immersa. Le particelle emesse ai poli della pulsar sono velocemente accelerate dal campo elettrico nella direzione delle linee del campo magnetico. In questo tragitto gli elettroni emettono radiazione di curvatura tramite fotoni energetici in forma di raggi γ . Questa radiazione è emessa istantaneamente nella direzione del moto dell'elettrone. Ogni fotone è così energetico che può spontaneamente produrre una coppia elettrone-positrone(Fig.(3.7)).

L'elettrone e il positrone sono accelerati e a loro volta possono emettere raggi γ , e con un processo a cascata creare coppie elettrone-positrone vicino i poli magnetici.

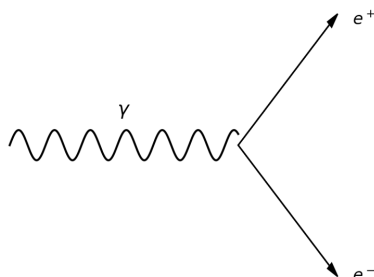


Figura 3.7: Diagramma di Feynman raffigurante un fotone sufficientemente energetico da produrre una coppia elettrone-positrone.

Mentre le particelle prodotte continuano il loro viaggio lungo le linee di campo magnetico, esse emettono uno spettro continuo di radiazione di curvatura, producendo un cono di onde radio che origina dai poli magnetici, come mostrato in Fig.(3.8). Con la stella anche la radiazione emessa ruota, creando l'effetto di un faro rotante.

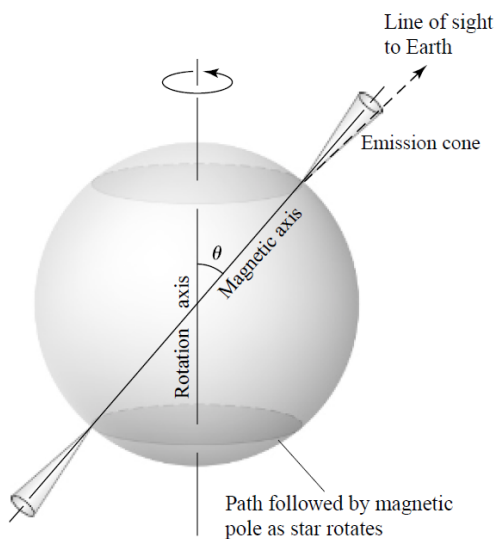


Figura 3.8: Schema della stella pulsar e del cono di radiazione emessa.

Con l'invecchiamento della pulsar e il rallentamento della sua rotazione, la struttura della stella di neutroni sottostante deve adattarsi alla riduzione delle sollecitazioni rotazionali. Di conseguenza, forse la crosta si assesta di una frazione di millimetro e la stella ruota più velocemente a causa della diminuzione del momento d'inerzia, oppure i vortici

di superfluido nel nucleo della stella di neutroni si "sganciano" momentaneamente dalla parte inferiore della crosta solida dove normalmente sono attaccati dando alla crosta una brusca scossa. Entrambe le possibilità potrebbero causare un piccolo ma improvviso aumento della velocità di rotazione e gli astronomi registrerebbero sulla Terra un'anomalia, detta "glitch", nel periodo delle pulsazioni come mostrato in Fig. (3.9).

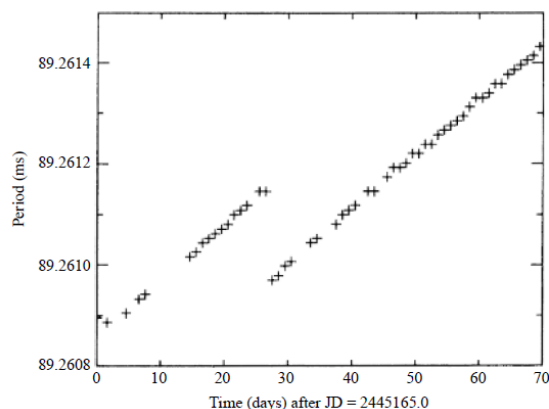


Figura 3.9: Glitch della pulsar Vela.

La questione del destino di una pulsar, man mano che il suo periodo aumenta superando diversi secondi, ha diverse risposte possibili. Può darsi che il campo magnetico della stella di neutroni decada con un tempo caratteristico di circa 9 milioni di anni. A quel punto, in un futuro in cui il periodo della pulsar sarà stato ridotto a diversi secondi, il suo campo magnetico potrebbe non essere più sufficientemente forte da sostenere il meccanismo di emissione degli impulsi, e la pulsar si spegnerebbe.

D'altra parte il campo magnetico potrebbe non decadere in modo apprezzabile ma venire mantenuto da un meccanismo simile a una dinamo, che coinvolge la rotazione differenziale tra la crosta e il nucleo della stella di neutroni. Tuttavia, anche la rotazione è un elemento essenziale di qualsiasi meccanismo di emissione della pulsar. Man mano che una pulsar invecchia e rallenta, il suo fascio diventerà più debole anche se il campo magnetico non decade. In questo caso, gli impulsi radio potrebbero diventare troppo deboli per essere rilevati, poiché la pulsar appassisce per la sensibilità dei radiotelescopi.

La scala temporale del decadimento del campo magnetico di una stella di neutroni è un argomento di notevole dibattito, ed entrambe le ipotesi sono compatibili con le osservazioni.

Capitolo 4

Conclusioni

Nel presente lavoro di tesi sono stati illustrati i principali risultati raggiunti fino a oggi su questi oggetti esotici dalla ricerca scientifica, grazie alla stretta collaborazione tra modelli teorici e osservazioni sperimentali. Come si evince il quadro è tutt'altro che completo: grandi interrogativi cercano ancora risposte. Quali equazioni di stato possono descrivere ambienti dalla densità di materia appena inferiore al buco nero? La relatività generale è una descrizione globale della gravità? Da cosa originano dei campi magnetici così intensi? Come si spengono le pulsar? Sono solo alcune delle domande che sorgono quando si parla di stelle di neutroni e su cui i ricercatori continuano a lavorare motivati da una necessità di una conoscenza più profonda dell'universo che circonda l'uomo nel presente, nel passato e nel futuro.

Nonostante i misteri ancora irrisolti, diverse recenti ipotesi sono già allo studio per la costruzione di nuovi modelli stellari: se a oggi le stelle di neutroni sono luoghi dalla concentrazione di materia barionica più alta conosciuta, quale scenario migliore per presumere la presenza di materia oscura in interazione gravitazionale? E così anche lo studio di oggetti così remoti come le stelle di neutroni si fa indispensabile alla conoscenza della natura dell'universo, quindi dell'uomo.

Bibliografia

- [1] Bradley W. Carroll, Dale A. Ostlie *An Introduction to Modern Astrophysics*, seconda edizione, Cambridge University Press, Cambridge, 2017.
- [2] Francesco Rosario Ferraro, Dispense dal corso "Stellar evolution", Laurea in Astrophysics and cosmology - Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, 2024.
- [3] Barbara Lanzoni, Dispense dal corso "Astrofisica", Laurea in Fisica - Alma Mater Studiorum - Università di Bologna, 2024.
- [4] Malcom S. Longair, *High Energy Astrophysics*, terza edizione, Cambridge University Press, Cambridge, 2011.
- [5] Stuart L. Shapiro, Saul A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects*, Wiley-Interscience, New York, 1983