



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

L'EVOLUZIONE DI STELLE MASSICCE IN SISTEMI BINARI
INTERAGENTI

Relatrice:

Prof.ssa Paola Marigo

Candidata:

Elena Zanette

ANNO ACCADEMICO 2022/2023

Indice

Riassunto	1
Introduzione	1
1 EVOLUZIONE DELLE STELLE MASSICCE	3
1.1 Equazioni dell'evoluzione stellare	3
1.2 Vita di una stella massiccia	4
2 CARATTERISTICHE PRINCIPALI DELL'EVOLUZIONE STELLARE IN SISTEMI BINARI STRETTI	7
2.1 Roche Lobe Overflow	7
2.2 Trasferimento di massa	8
2.2.1 Casi di trasferimento di massa	10
2.3 Progenitori di Supernovæ	14
2.3.1 Progenitore di supernovæ di tipo Ib	16
2.3.2 Progenitore di supernovæ di tipo IIb	18
2.3.3 Progenitore di supernovæ di tipo Ic	20
2.4 Evoluzione dell'involuppo comune	20
3 IL CASO DI SN 2011 dh	23
4 FORMAZIONE DI SISTEMI BINARI A RAGGI X	25
4.1 Sistemi binari X di grande massa	25
4.2 Sistemi binari X di piccola massa	26
4.3 Sistemi binari X di massa intermedia	26
Conclusioni	27

Elenco delle figure

1.1	Traccia evolutiva nel diagramma di Hertzsprung-Russel (a sinistra) e nel diagramma $\log T_c - \log \rho_c$ per stelle di massa $M=10, 15$ e $25M_\odot$	4
1.2	Rappresentazione schematica della struttura interna della stella alla fine della sua evoluzione.	5
2.1	Linee equipotenziali nel piano dell'orbita di un sistema con un rapporto di massa $q=5$. L_1, \dots, L_5 sono i punti di equilibrio lagrangiani nel sistema di riferimento rotante. CM indica il centro di massa del sistema. La superficie equipotenziale contenente L_1 definisce i lobi di Roche di ciascuna stella, che rappresenta il volume massimo che può occupare in equilibrio idrostatico (Omar C. Benvenuto et al.2017)[5]	9
2.2	Vengono illustrate le diverse fasi di RLOF al variare del raggio di una stella di $4M_\odot$. Le linee nere tratteggiate indicano il raggio nella fase ZAMS, alla fine della Main Sequence, l'accensione dell'elio e il raggio massimo. La linea blu tratteggiate mostra il raggio alla quale le stelle sviluppano un profondo involucro convettivo sul ramo delle giganti (Omar C. Benvenuto et al. 2017)	11
2.3	Curve di luce di diversi tipi di supernove. Le tipiche magnitudini massime in banda B sono -19,5 per SNe Ia, -17,6 sia per SNe Ib/c sia per II-L e -17 per SNe II-P. Le curve di luce di SNe Ic assomigliano a quelle di SNe Ib. Figura da Filippenko (1997)[8]	15
2.4	Evoluzione delle componenti di un sistema binario di $19M_\odot$ e $17M_\odot$ e periodo orbitale iniziale di 3 giorni. L'evoluzione del donatore è mostrata in nero, invece quella del compagno in blu. Inoltre le tracce delle stelle di $19M_\odot$ e $17M_\odot$ isolate sono indicate con linee rosse (Omar C. Benvenuto (2017).	17
2.5	Il pannello superiore corrisponde all'evoluzione delle abbondanze centrali di idrogeno per la stella donatrice (linee nere) e la sua compagna (linee blu). Le linee continue indicano l'idrogeno centrale mentre le linee tratteggiate corrispondono alle condizioni della superficie. Il pannello centrale corrisponde al tasso di perdita di massa del donatore. Subisce una perdita di massa dal vento quando è distaccato, un tasso inferiore rispetto alle condizioni corrispondenti alle condizioni semidistaccate (RLOF). Il pannello inferiore presenta le masse dei componenti. Ciascuna porzione ripida delle curve denota condizioni RLOF (Omar C. Benvenuto 2017).	17
2.6	Come la figura 2.4 ma per il caso di un periodo orbitale iniziale di 100 giorni(Omar C. Benvenuto (2017))	19

2.7	Come la figura 2.5 ma per un periodo iniziale di 100 giorni e $\beta = 0,25$. Gli strati esterni di entrambe le stelle hanno idrogeno durante l'intera evoluzione della coppia (pannello superiore), la velocità di trasferimento di massa durante il primo RLOF è più pesante che nel caso del sistema con 3 giorni di periodo orbitale iniziale (pannello centrale) (Omar C. Benvenuto (2017)).	19
2.8	Diagramma di Hertzsprung Russel che mostra uno scenario evolutivo per VFTS 243. Le masse iniziali del sistema sono rispettivamente $30,1M_{\odot}$ e $21,9M_{\odot}$. A seguito di un rapido trasferimento di massa di classe A vi è un lungo trasferimento di massa sempre di classe A e si interrompe improvvisamente quando l'idrogeno si esaurisce nel nucleo, ma ricomincia rapidamente quando il binario lascia la sequenza principale e si espande. Il trasferimento di massa finisce quando viene rimosso il guscio di bruciamento dell'idrogeno e il primario si evolve rapidamente verso sinistra per diventare una stella Wolf-Rayet, fino a quando non collassa per formare il buco nero (indicato da quadrati arancioni)(Shenar, Tomer et al. 2022)[6]	22
3.1	(a) Una parte dell'immagine HST F814W dall'archivio di M51 del 2005. I segni indicano la posizione precisa della stella rivelata in SN 2011dh. (b)Immagine della supernova ottenuta utilizzando NIRC2 sul telescopio Keck-II il 6 giugno 2011.(Van Dyk, Schuyler D. et al. 2011)[8].	24
3.2	Curva di luce bolometrica di SN2011dh assumendo una frazione costante di flusso IR. L'area ombreggiata rappresenta l'effetto di modifica della frazione di flusso IR tra 0% e 40%(Arcavi, Iair (2011))[1].	24
4.1	Numero di sistemi in funzione del periodo orbitale. Poichè queste curve sono per i progenitori HMXB e LMXB prima dell'inizio dell'accrescimento associato all'attività dei raggi X, potrebbe esserci un'ulteriore evoluzione del periodo orbitale prima dell'inizio dell'accrescimento(Brandt, Niel ; Podsiadlowski, Philipp) [10].	26

Riassunto

Oggi si ritiene che la maggior parte delle stelle massicce appartenga a sistemi binari abbastanza vicini da costringere le componenti della coppia a subire uno scambio di massa durante la loro vita. L'evoluzione dei binari composti da stelle massicce è fondamentale per interpretare qualitativamente le osservazioni. In questa tesi quindi si sono volute analizzare le diverse fasi dell'evoluzione di una stella massiccia per poi trattare i principali processi evolutivi di un sistema binario quali il trasferimento di massa tramite riempimento del lobo di Roche e l'involuppo comune. Vengono inoltre analizzati gli scenari che possono condurre le stelle verso diversi tipi di supernova (IIb, Ib e Ic). Questi scenari differiscono tra loro per la massa della componente primaria del sistema e il rapporto di massa tra componente secondaria e primaria, che ci aiutano a capire meglio il processo di involuppo comune ed il destino del sistema. Inoltre, all'interno della tesi, possiamo trovare un esempio di supernova a cui questo studio sui progenitori è stato molto importante per dare una spiegazione ai problemi che si avrebbero se si pensasse che questa provenga da una stella singola, invece che da un sistema binario. Infine, si è voluto aggiungere la descrizione di un diverso tipo di sistemi binari, ovvero quelli a raggi X, composti da una stella e un componente compatto.

INTRODUZIONE

L'evoluzione delle stelle in sistemi binari interagenti svolge un ruolo importante nel destino delle stelle massicce, quando diventano supernovæ. Infatti, l'effetto principale che produce è la capacità di perdere massa quando oltrepassa un certo limite chiamato lobo di Roche. L'incidenza delle binarie tra le stelle massicce è un'evidenza particolarmente ampia che indica che $\sim 70\%$ delle stelle che diventeranno supernove appartengono a sistemi binari interagenti (Omar G. Benvenuto et al. 2017)[5]. Le stelle binarie vengono classificate in quattro diversi tipi a seconda del modo in cui si riesce a capire che si tratta di un sistema binario:

- Stelle binarie visuali: la loro binarietà si nota tramite l'osservazione diretta;
- Stelle binarie spettroscopiche: osservando gli spettri si notano cambiamenti periodici delle linee spettrali;
- Stelle binarie fotometriche: durante le eclissi reciproche tra le due componenti si possono notare dei cambiamenti di luminosità;
- Stelle binarie astrometriche: in questo caso una delle due componenti è invisibile, ma si riesce a dedurre la presenza osservando i cambiamenti che questa provoca nella posizione della componente visibile tramite la misurazione dei cambiamenti di posizione.

Le stelle massicce durante la loro evoluzione sviluppano forti venti e, anche se sono stelle singole, possono essere in grado di rimuovere quantità significative di materia dalla loro superficie. Maggiore è la luminosità, più forte è il vento guidato dalle radiazioni.

Il trasferimento di massa nei sistemi binari fornisce un meccanismo alternativo per la perdita di massa che non è regolato esclusivamente dalla massa e dalla luminosità della stella. L'interazione binaria modifica l'evoluzione dei progenitori della supernova e richiede che la stella primaria trasferisca massa alla stella secondaria in diverse fasi dell'evoluzione. Le proprietà esatte di questa stella dipendono dalle condizioni iniziali del sistema, ma anche della capacità della stella secondaria di trattenere la massa acquisita. Il ruolo della binarietà tra i diversi tipi di supernove da collasso del nucleo (tipi IIb, Ib e Ic) non è del tutto chiaro. L'analisi dei progenitori delle supernove di tipo II hanno fin'ora prodotto supergiganti rosse, sebbene alcuni di questi possano essere stati in parte influenzati dall'interazione del sistema binario, i dati sono compatibili con stelle isolate. Per le supernove di tipo Ib e Ic, la mancanza di rilevamenti diretti di progenitori ha impedito un confronto con i modelli evolutivi.

Capitolo 1

EVOLUZIONE DELLE STELLE MASSICCE

1.1 Equazioni dell'evoluzione stellare

La struttura delle stelle è descritta da un insieme di equazioni differenziali che mettono in relazione le quantità fisiche fondamentali che regolano l'equilibrio degli interni stellari, ossia massa, pressione, luminosità e temperatura. Le equazioni dell'evoluzione stellare comprendono la conservazione della massa, equilibrio idrostatico, conservazione dell'energia e trasporto energetico:

- $\frac{\partial m}{\partial r} = 4\pi\rho r^2$
- $\frac{dP}{dm} = -\frac{Gm}{4\pi r^2}$
- $\frac{\partial l}{\partial m} = \epsilon_{nuc} - \epsilon_v - \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{P}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t}$
- $\frac{\partial T}{\partial m} = -\frac{3}{64\pi^2} \frac{kl}{ac r^4 T^3}$

Dove P è la pressione totale, $m(r)$ la massa all'interno di una sfera di raggio r , ρ la densità, l l'energia che esce dalla superficie, ϵ_{nuc} e ϵ_v rappresentano il rilascio di energia nucleare e perdita di neutrini rispettivamente T è la temperatura e G è la costante di gravitazione. La quarta equazione si utilizza quando il trasporto di energia è radiativo, per determinare quale tipo di trasporto energetico domina all'interno della stella è necessario introdurre un'altra formula, ovvero quella del gradiente di temperatura: $\nabla = \frac{\partial \ln T}{\partial \ln P}$. Se il $\nabla < \nabla_{ad}$ il trasporto è radiativo, se $\nabla_{ad} < \nabla < \nabla_L$ è semiconvettivo, mentre se $\nabla > \nabla_L$ è convettivo. Dove ∇_{ad} è il gradiente di temperatura adiabatico (rappresenta la variazione di T adiabatico nello specifico elemento di gas che subisce un cambiamento di pressione) e $\nabla_L = \nabla_{ad} + \phi \nabla_\mu / \delta$. Qui $\nabla_\mu = \partial \ln \mu / \partial \ln P$ che è il gradiente del peso molecolare medio, $\delta = (\partial \ln \rho / \partial \ln T)_{P,\mu}$ e $\phi = (\partial \ln \rho / \partial \ln \mu)_{P,T}$. Quindi il gradiente di temperatura adiabatico è

$$\nabla = \nabla_{rad} = \frac{3}{16\pi acGP} \frac{kl_r P}{M_r T^4} \quad (1.1)$$

Dove a è la costante di radiazione e k è l'opacità media di Rosseland. Se le temperature sono molto basse può essere necessario considerare anche le opacità molecolari; mentre per densità molto elevate è necessario tenere conto delle opacità conduttive. Nel caso del regime convettivo, la maggior parte dei ricercatori utilizza la "mixing length theory" nella quale si approssimano i complessi moti convettivi mediante bolle di gas che

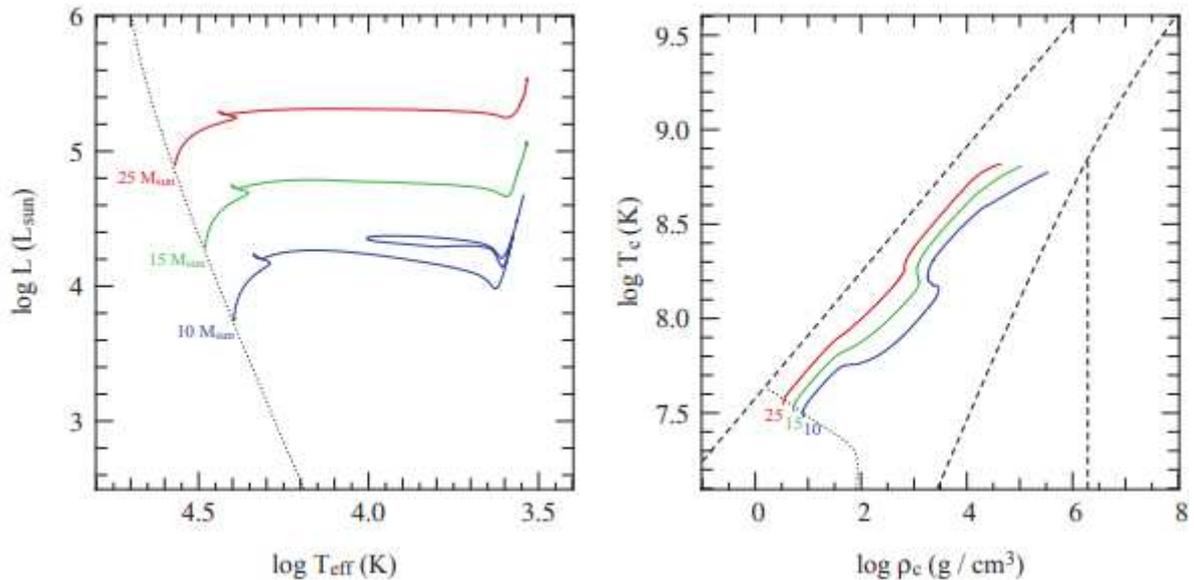


Figura 1.1: Traccia evolutiva nel diagramma di Hertzsprung-Russel (a sinistra) e nel diagramma $\log T_c$ - $\log \rho_c$ per stelle di massa $M=10, 15$ e $25M_\odot$.

viaggiano su e giù per una distanza radiale chiamata lunghezza di mescolamento, dopodichè si dissolvono e perdono la loro identità. Quando si dissolve rilascia il suo calore in eccesso all'ambiente circostante. La lunghezza di miscelazione è un parametro libero sconosciuto, di solito viene presa come fattore dell'altezza della scala di pressione, definita come $H_p = \left| \frac{dr}{d \ln P} \right|$ che vale per una stella in equilibrio idrostatico. Nel caso di strati radiativi, gli unici processi in grado di modificare le abbondanze chimiche sono le reazioni nucleari. Se gli strati sono semiconvettivi, è presente una miscela lenta, se sono convettivi la miscelazione è abbastanza veloce.

1.2 Vita di una stella massiccia

Le stelle massicce sono stelle con una elevata temperatura superficiale (30000 K) e molto luminose. La loro temperatura deriva dal fatto che la loro massa supera le $8M_\odot$. Inoltre sono stelle giovani infatti impiegano pochi milioni di anni a portare a termine la fusione dell'idrogeno e dell'elio.

Dopo aver passato una fase pre-main sequence, entrano nella fase zero-age main sequence (ZAMS), con composizione quasi omogenea e in completo equilibrio idrostatico e termico. Qui formano un nucleo a ciclo CNO ricoperto da un involucro convettivo che a sua volta è ricoperto da uno radiativo. Nel nucleo a ciclo CNO avviene il bruciamento dell'idrogeno, la stella nel frattempo aumenta il raggio dell'involucro esterno quindi la pressione che esercita l'involucro nel nucleo diminuisce, questo è dovuto al fatto che una volta avvenuto il bruciamento dell'idrogeno in elio il peso molecolare aumenta ed è un modo di autoregolarsi della stella ai cambiamenti della propria composizione mantenendosi in equilibrio. Di conseguenza vi è un'alta concentrazione di produzione energetica al centro che dà spazio alla formazione di un grande nucleo convettivo ed omogeneo, perciò il materiale in questa regione è completamente miscelato. L'abbondanza di idrogeno quindi tende a diminuire in tutto il nucleo e alla fine verrà esaurito quasi contemporaneamente alla regione di produzione di energia. A questo punto le stelle hanno sviluppato un nucleo di elio e un guscio di idrogeno. Quando l'idrogeno

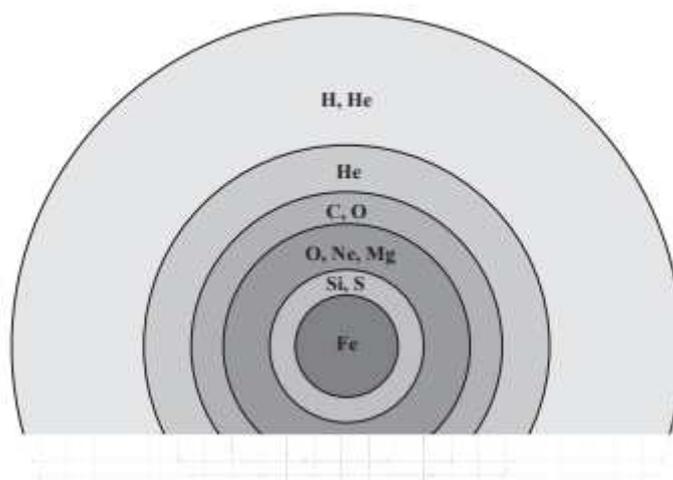


Figura 1.2: Rappresentazione schematica della struttura interna della stella alla fine della sua evoluzione.

è esaurito al centro, questo viene bruciato nel guscio attorno al nucleo dove si è stabilizzato e questa costituisce la fine della sequenza principale.

Poi le stelle massicce rompono l'equilibrio termico che avevano alla fine della main sequence. Di conseguenza, il nucleo si contrae e, per il principio specchio, l'involuppo si espande provocando l'aumento di temperatura e densità che porta al bruciamento del guscio. Successivamente si sviluppa un involucro convettivo, e dopo il primo dredge up dove i prodotti di CNO vengono portati alla superficie, il nucleo supera la massa minima per l'accensione dell'elio. Durante questa fase comincia un loop (chiamato blue loop), ma solo per stelle massicce con massa $M < 15M_{\odot}$, e poi l'espansione dell'involuppo radiativo. A questo punto raggiungono una temperatura sufficientemente elevata nei loro nuclei ($> 5 \times 10^8$ K) per cominciare la combustione del nucleo di CO lasciato dopo l'esaurimento dell'elio e attraversa una rapida successione di stadi di combustione nucleare, durante i quali l'involuppo stellare (e la posizione della stella nel diagramma HR) rimane sostanzialmente invariato. Se la stella ha massa compresa tra $8M_{\odot}$ e $11M_{\odot}$ può collassare in una supernova nel caso raggiunga il limite di Chandrasekhar, oppure rimanere una nana bianca O-Ne.

Le stelle con massa maggiore di $11M_{\odot}$ accendono e bruciano combustibili sempre più pesanti fino a quando non si forma il nucleo di ferro. In generale dopo l'esaurimento di un combustibile (ad esempio carbonio) al centro, il nucleo rimanente si contrae e la combustione continua in un guscio circostante. Le perdite di neutrini accelerano la contrazione e il riscaldamento del nucleo, fino a quando al centro non si accende il combustibile successivo (es. neon). Ad ogni successiva fase di combustione i gusci di combustione esterni sono avanzati verso l'esterno. Alla fine questo porta ad una struttura a buccia di cipolla come si può vedere dalla figura 1.2. La stella è composta da diversi gusci concentrici, che consistono in nuclei più pesanti man mano che ci si sposta dall'involuppo verso il centro. Spesso la combustione nucleare, sia al centro che nei gusci, fa apparire regioni convettive che mescolano parzialmente i vari strati.

Per masse $M > 15M_{\odot}$, la perdita di massa da parte dei venti stellari diventa importante durante tutte le fasi evolutive, inclusa la sequenza principale. Pertanto la perdita di massa ha un effetto molto significativo sulla loro evoluzione. I meccanismi del vento stellare coinvolti in molti casi non sono ben compresi, per cui \dot{M} è spesso abbastanza incerto.

Le supernove sono stelle che subiscono una potente esplosione. Per stelle con massa maggiore di $11M_{\odot}$ il

nucleo collassa rapidamente (circa 10msec), lasciando il materiale circostante sospeso sopra di esso e in caduta libera a velocità di circa 100000 km/s. Il nucleo centrale è composto principalmente da neutroni. La densità aumenta fino a 3 volte la densità di un nucleo atomico e viene supportata dalla pressione di degenerazione dei neutroni, quindi viene creata una stella di neutroni la quale ferma il collasso a 20 km di raggio diventando quasi incompressibile. Questo causa una forte emissione di neutrini e un'onda d'urto che si propaga verso l'esterno causata da un rimbalzo del nucleo (il tempo di free-fall per il collasso al nucleo solare è circa 0,021 secondi). Se la massa della stella supera la massa massima di una stella di neutroni, l'equilibrio idrostatico verrà violato conducendo ad un collasso e la conseguente formazione di un buco nero. Questo avviene generalmente in stelle con massa maggiore di $25 - 30M_{\odot}$.

Capitolo 2

CARATTERISTICHE PRINCIPALI DELL'EVOLUZIONE STELLARE IN SISTEMI BINARI STRETTI

Se le componenti di un sistema binario sono ben separate allora non si disturbano in modo significativo e quando studiamo la loro evoluzione si possono considerare due stelle singole che evolvono in modo indipendente, quindi le stelle che consideriamo come isolate possono gonfiarsi senza alcuna limitazione, questi sono chiamati binari distaccati. Al contrario, se l'orbita diventa stretta, gli effetti mareali impongono un volume massimo disponibile per la stella, inferiore a quello raggiunto da almeno una delle componenti durante la loro evoluzione. Questi sistemi sono chiamati sistemi binari stretti. Il meccanismo attraverso il quale interagiscono principalmente è il loro campo gravitazionale reciproco e questo può manifestarsi in diversi modi. L'esempio più estremo è il sistema binario di contatto in cui entrambe le stelle riempiono il loro lobo di Roche e gli strati più esterni formano un involucro comune che circonda entrambe le componenti del sistema, il quale rallenta il moto orbitale di conseguenza le stelle possono fondersi. Un esempio meno estremo è dove le stelle non si toccano ma possono comunque scambiare massa, energia e momento angolare, quindi possono formare un disco di accrescimento intorno alla stella che riceve il materiale: queste si chiamano binarie semidistaccate.

2.1 Roche Lobe Overflow

Di primaria importanza per misurare le interazioni di binari stretti è la natura del campo potenziale gravitazionale e centrifugo comune. Altri fattori rilevanti sono le masse stellari, la separazione binaria, la forma delle orbite e il periodo orbitale. Questi non sono indipendenti l'uno dall'altro. Inoltre, devono essere inclusi i contributi dovuti alla non sfericità delle stelle causata dalla rotazione o dagli effetti di marea. Il passo successivo è presumere che le orbite siano circolari. Per i sistemi binari stretti i processi di circolarizzazione e sincronizzazione operano su scale temporali sufficientemente brevi da giustificare questa ipotesi. Se consideriamo entrambe le stelle come sferiche il potenziale gravitazionale è quello dovuto a due punti di massa. Date queste approssimazioni, qualsiasi porzione di ciascuna stella può essere considerata come una particella puntiforme priva di massa. Pertanto il potenziale gravitazionale in un sistema di riferimento rotante, in cui entrambe le stelle sono statiche, è quello del famoso problema lagrangiano dei 3 corpi (McCuskey 1963). Se impostiamo l'origine del sistema di riferimento al centro primario, l'asse x lungo i centri delle stelle e l'asse z normale al

piano orbitale, il potenziale gravitazionale è:

$$\Phi = -\frac{GM_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x-a)^2 + y^2 + z^2}} + \frac{\Omega^2}{2} [(x - \mu a)^2 + y^2] \quad (2.1)$$

Dove G è la costante gravitazionale, M_1 e M_2 sono la massa della prima e della seconda stella rispettivamente e a è il semiasse. I processi evolutivi della binaria sono legati ai lobi di Roche, ovvero le superfici equipotenziali attorno a ciascuna stella entro le quali la materia è gravitazionalmente più attratta da tale stella. Esistono 5 punti di equilibrio appartenenti al piano orbitale, dove $\nabla\phi = 0$, chiamati L_1, L_2, L_3, L_4, L_5 situato tra le stelle è particolarmente importante per l'evoluzione stellare. La superficie equipotenziale contenente L_1 definisce il lobo di Roche di queste stelle (figura 2.1).

Se una stella ha una dimensione inferiore rispetto al suo lobo di Roche allora può mantenere la sua massa. Ma non è più possibile se raggiunge il lobo di Roche perché non può mantenersi in equilibrio idrostatico. L'accelerazione gravitazionale a L_1 svanisce così il gradiente di pressione della superficie della stella costringe questa a perdere massa verso il compagno. Se il trasferimento di massa è instabile, la compagna non è in grado di acquisire tutto il materiale ricevuto, che andrà a formare un involucro comune detto appunto common envelope (CE) intorno alle due stelle: l'involuppo non è più in co-rotazione con i due corpi centrali, che iniziano un processo di avvicinamento a spirale dovuto all'azione di frizione del gas circostante. In genere si considera che un sistema di questo tipo sia formato da una gigante nelle fasi finali della propria evoluzione e da una compagna in sequenza principale o un oggetto compatto (come nel caso delle binarie X). Durante questa fase il destino della binaria può cambiare drasticamente, in base a parametri quali la massa e composizione delle stelle, la separazione orbitale e l'eccentricità dell'orbita: questo fenomeno è chiamato Roche Lobe Overflow (RLOF) (Omar G. Benvenuto et al. 2017)[5].

2.2 Trasferimento di massa

Per sistemi distaccati il trasferimento di massa avviene tramite l'accrescimento del vento e delle maree. Per i sistemi binari stretti invece il trasferimento di massa avviene tramite il Roche lobe Overflow, che come detto prima, può essere innescato da una sella che si espande per riempire il suo lobo di Roche come risultato dell'evoluzione stellare, o da perdite di momento angolare che causano la contrazione dell'orbita. Il raggio del lobo di Roche di una stella è dato da Eggleton (1983)[7]:

$$R_L = a \frac{0.49q^{1/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \quad (2.2)$$

dove a è il semiasse maggiore dell'orbita e $q_1 = \frac{M_1}{M_2}$ rapporto di massa della stella primaria e della secondaria, accurato al 2% per $0 < q_1 < \infty$.

Quindi ora si può trovare la velocità del trasferimento di massa che è considerata come una funzione della differenza tra il raggio della stella R e il raggio del lobo di Roche R_L :

$$\dot{M} = -\dot{M}_0 \exp\left(\frac{R - R_L}{H_P}\right) \quad (2.3)$$

Dove \dot{M}_0 è la velocità del trasferimento di massa nel caso in cui $R = R_L$ (Ritter 1988).

Durante il trasferimento di massa, le componenti della coppia si scambiano il momento angolare. Se le stelle ruotassero con la stessa velocità angolare dell'orbita, il trasferimento di massa le discosterà dalla sincronicità.

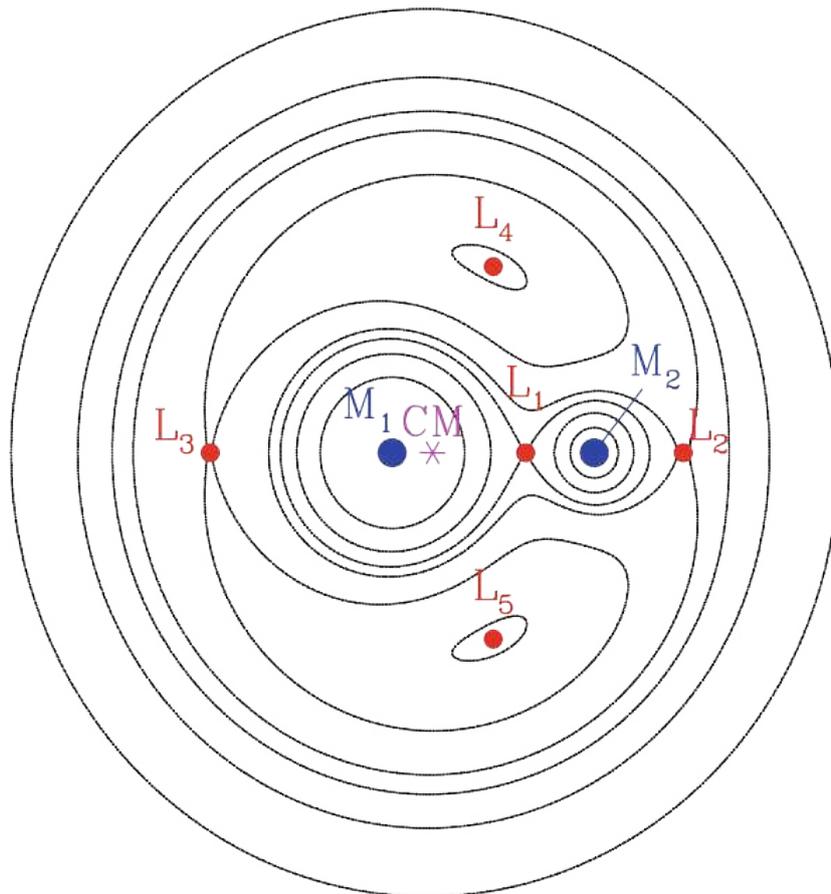


Figura 2.1: Linee equipotenziali nel piano dell'orbita di un sistema con un rapporto di massa $q=5$. $L_1 \dots, L_5$ sono i punti di equilibrio lagrangiani nel sistema di riferimento rotante. CM indica il centro di massa del sistema. La superficie equipotenziale contenente L_1 definisce i lobi di Roche di ciascuna stella, che rappresenta il volume massimo che può occupare in equilibrio idrostatico (Omar C. Benvenuto et al.2017)[5]

Il sistema è soggetto a uno scambio di momento angolare da un tipo di accoppiamento spin-orbita. Tuttavia, di solito si ritiene che la dissipazione delle maree sia abbastanza veloce da trascurare questa deviazione. Una delle cose più importanti e ancora incerte è la frazione del materiale trasferito dalla stella donatrice che viene accumulato dal compagno. Nella maggior parte degli studi effettuati fino ad oggi, questa quantità è stata assunta dalla costante β compresa tra 0 e 1. Se $\beta < 1$ parte del materiale trasferito è perso dal sistema binario. A causa dello scambio di massa, l'orbita del sistema deve evolversi. Imponendo la conservazione del momento angolare, otteniamo un'equazione per l'evoluzione del semiasse dell'orbita a:

$$\frac{lna}{dt} = 2\frac{lnJ}{dt} + \dot{M}_1\left(\frac{1}{M_1+M_2} - \frac{2}{M_1}\right) + \dot{M}_2\left(\frac{1}{M_1+M_2} - \frac{2}{M_2}\right) \quad (2.4)$$

Dove $\dot{M}_2 = -\beta\dot{M}_1$ e J è il momento angolare orbitale del sistema dato da

$$J = \sqrt{\frac{Ga}{M_1+M_2}}M_1M_2 \quad (2.5)$$

Tutti i normali processi di evoluzione binaria vengono trattati anche durante la RLOF quindi il fattore $\frac{dJ}{dt}$ include i processi che danno luogo allo scambio del momento angolare diversi dal trasferimento di massa tra le componenti della coppia. Ciò significa che vengono prese in considerazione le variazioni di massa dovute ai venti stellari, così come i cambiamenti risultanti dall'attrito di marea. Un'altra rilevante dissipazione di momento angolare con piccoli periodi orbitali è la radiazione gravitazionale.

2.2.1 Casi di trasferimento di massa

Nel caso di due stelle non degeneri, la più massiccia evolve più velocemente ed è quella che subirà il RLOF. Affinchè questo si verifichi, la stella deve trovarsi in uno stadio evolutivo in cui i suoi strati esterni si stanno gonfiando. Questi stadi danno luogo ad una classificazione dei diversi casi di trasferimento di massa a seconda dello stato evolutivo nucleare della stella.

- CASO A: RLOF si verifica durante la combustione dell'idrogeno nel nucleo.
- CASO B: RLOF si verifica dopo l'esaurimento del nucleo di idrogeno ma prima dell'accensione dell'elio.
- CASO C: RLOF si verifica dopo l'esaurimento del nucleo di elio.

La dimensione del lobo di Roche determina quale di questi casi di trasferimento di massa viene applicato il quale a sua volta dipende dalla distanza tra le due stelle e dal rapporto di massa. Per esempio per una stella di $4M_{\odot}$ si possono distinguere le 3 classi del trasferimento di massa. Durante la sequenza principale, il raggio cresce leggermente quindi avremo un trasferimento di tipo A. Successivamente la stella si espande molto e rapidamente prima dell'accensione dell'elio (caso B) e di nuovo dopo la combustione dell'elio sul ramo asintotico delle giganti (caso C).

Al contrario stelle abbastanza massicce, più grandi di $20M_{\odot}$, tendono a espandersi moderatamente dopo la combustione del nucleo di elio. Quindi, la massa trasferita nel caso C è molto meno frequente che nel caso B, dove avviene la maggior parte dell'espansione.

Un'altra importante distinzione è la stabilità del trasferimento di massa che dipende principalmente dal fatto che il donatore abbia un involucro convettivo, per esempio in binari di piccola massa. Il trasferimento di massa instabile porta alla formazione dell'involucro comune(CE). Questo processo è uno dei più incerti nei calcoli dell'evoluzione binaria.

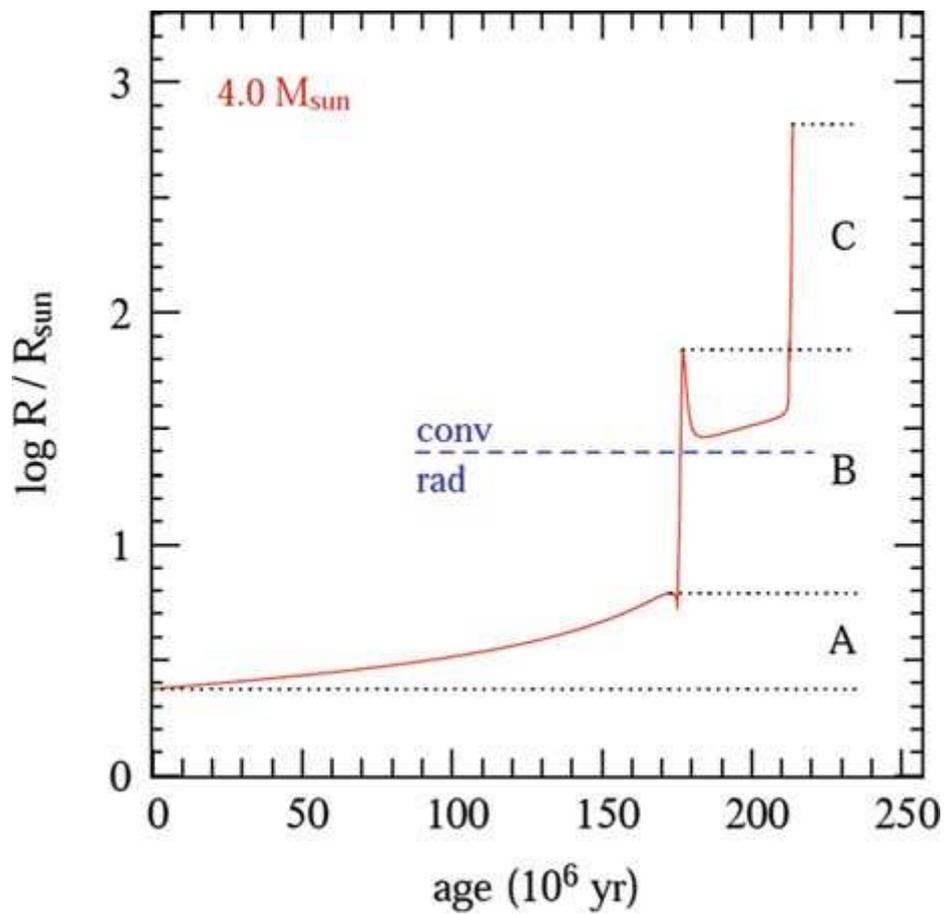


Figura 2.2: Vengono illustrate le diverse fasi di RLOF al variare del raggio di una stella di $4M_{\odot}$. Le linee nere tratteggiate indicano il raggio nella fase ZAMS, alla fine della Main Sequence, l'accensione dell'elio e il raggio massimo. La linea blu tratteggiata mostra il raggio alla quale le stelle sviluppano un profondo involucro convettivo sul ramo delle giganti (Omar C. Benvenuto et al. 2017)

È fondamentale comprendere se il trasferimento sia stabile o meno e su quale tempo scala avvenga; è allora utile in primo luogo definire i tempi scala su cui la stella risponde a perturbazioni dello stato di equilibrio:

- tempo scala dinamico: ovvero la risposta ad una perturbazione dell'equilibrio idrostatico. Può essere stimato dal tempo di free fall, che sarebbe il tempo scala di collasso della stella sotto l'azione della sola autogravità, come:

$$\tau_{dyn} \approx \frac{1}{(G \langle \rho_d \rangle)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.6)$$

dove ρ_d è la densità della stella donatrice;

- tempo scala termico: ovvero la risposta ad una perturbazione dell'equilibrio termico, dovuta ad un disequilibrio tra la produzione e il rilascio di energia. La si calcola utilizzando il rapporto tra l'energia termica contenuta dalla stella e la sua luminosità:

$$\tau_{th} \approx \frac{G \frac{M_d^2}{R_d}}{L} \quad (2.7)$$

dove M_d e R_d sono massa e raggio della stella donatrice;

- tempo scala nucleare: è il tasso con cui viene consumato il carburante nucleare. Per esempio il bruciamento dell'idrogeno si può scrivere come:

$$\tau_{nuc} \approx \frac{M_c \epsilon_N}{L} \quad (2.8)$$

dove M_c è la massa del nucleo stellare e ϵ_N è l'energia per grammo rilasciata dal bruciamento dell'idrogeno.

Una buona descrizione del RLOF è quella data da Tout et al. (1997)[2], il quale segue la relazione $R \propto m^\zeta$ cioè la variazione radiale della stella primaria, dove ζ denota la risposta termica o adiabatica del raggio alla perdita di massa, identificate rispettivamente da ζ_{eq} e ζ_{ad} . In questo modo avremo una variazione del raggio della stella primaria come:

$$\frac{dR_1}{dr} = \frac{\partial R_1}{\partial t} + \zeta \frac{R_1}{m_1} \frac{dm_1}{dr} \quad (2.9)$$

Anche il lobo di Roche corrispondente varierà le sue dimensioni seguendo questa relazione

$$\frac{dR_{L1}}{dr} = \frac{\partial R_{L1}}{\partial t} + \zeta_L \frac{R_{L1}}{m_1} \frac{dm_1}{dr} \quad (2.10)$$

dove ζ_L stabilisce un'espansione o restringimento del lobo.

Il rapporto tra ζ e ζ_L esprime la stabilità del trasferimento e identifica tre tipi di trasferimento di massa descritte da Hurley Jarrod R. et al.(2002)[3]:

Trasferimento di massa dinamico

Se $\zeta_L > \zeta_{ad}$ il raggio della primaria si espande più velocemente del raggio del lobo di Roche e il trasferimento avviene in modo instabile. Le stelle con profonde zone di convezione e stelle degeneri sono instabili a tale trasferimento di massa dunque nel caso di giganti, stelle di piccola massa nella sequenza principale, e nane bianche, a meno che la stella secondaria non abbia massa maggiore della primaria. Il trasferimento di massa

dinamico avviene quando $q_1 > q_{crit}$ e il rapporto di massa critico si ha per $\zeta_{ad} = \zeta_L$, dove $\zeta_L \approx 2.13q_1 - 1.67$ (Tout et al. 1997) per il trasporto conservativo. Per stelle giganti vale in genere la relazione $R \propto M^{-x}$ dove $\zeta_{ad} = -x$ se $\zeta_{ad} = \zeta_{eq}$, ma se la massa dell'involuppo della gigante è piccola la relazione tra raggio e massa non vale più quindi bisogna modificarla e perciò vale

$$\zeta_{ad} \approx \zeta_{eq} \approx -x + 2\left(\frac{M_c}{M}\right)^5 \quad (2.11)$$

e

$$q_{crit} = [1.67 - x + 2\left(\frac{M_{cl}}{M}\right)^5]/2.13 \quad (2.12)$$

per il rapporto di massa critico sopra al quale il trasferimento è dinamico. In generale trattiamo tutti i casi con $q_1 > q_{crit}$, con primaria gigante, come casi di evoluzione in involuppo comune. Per stelle di piccola massa $q_{crit} = 0.695$ mentre per nane bianche $q_{crit} = 0.628$ (Tout et al., 1997). Una condizione alternativa basata su modelli politropici (Hjellming & Webbink 1987) per il trasferimento massa dinamico da una gigante è

$$q_{crit} = 0.362 + [3(1 - \left(\frac{M_{cl}}{M}\right))]^{-1} \quad (2.13)$$

valida per $\frac{M_{cl}}{M} > 0.2$.

Trasferimento di massa nucleare

Se $\zeta_L < (\zeta_{ad}, \zeta_{eq})$ il trasferimento di massa è stabile fino a che l'evoluzione nucleare non provoca un'ulteriore espansione della stella, il raggio della stella rimane confinato all'interno del proprio lobo di Roche e la stella rimane in equilibrio termico. Quando la stella riempie di nuovo il lobo il trasferimento di massa avviene sempre più velocemente secondo

$$\dot{M}_{IR} = F(M_I) \left[\ln\left(\frac{R_I}{R_{LI}}\right) \right]^3 M_{\odot} \text{yr}^{-1} \quad (2.14)$$

dove

$$F(M_I) = 3 \times 10^{-6} [\min(M_I, 5.0)]^2 \quad (2.15)$$

viene scelto sperimentalmente per garantire un trasferimento di massa stabile. In generale, il trasferimento di massa nucleare avviene su una scala temporale molto più lunga rispetto al trasferimento di massa dinamico e termico, in modo che sistemi come Algol e CV (variabili cataclismiche, in genere formate da una nana bianca e una stella donatore di massa, solitamente nana rossa o subgigante; questo tipo di sistema richiede una fase di CE) possono essere osservati in questo stato.

Trasferimento di massa termico

Se $\zeta_{eq} < \zeta_L < \zeta_{ad}$ il trasferimento è instabile su tempo scala termico. Quindi, la primaria non è in grado di rimanere in equilibrio termico in quanto perde massa, continuando a contrarsi ed espandersi all'interno del lobo. Questo è un caso difficile da trattare, perchè la scala temporale termica è lunga rispetto al periodo orbitale, ma breve rispetto alla scala temporale dell'evoluzione nucleare. Se il rapporto di massa q_1 è abbastanza grande, ζ_L può superare ζ_{ad} e come risultato del trasferimento di massa dinamico il sistema entra in fase di CE. Per stelle giganti la massa trasferita è data da

$$\dot{M}_{KH} = \frac{M}{\tau_{KH}} \quad (2.16)$$

Il trasferimento può dunque essere instabile su tempi scala termici o dinamici, identificati da ζ_{eq} o ζ_{ad} . Inoltre se è dinamicamente instabile, o entrambe le stelle si espandono oltre il raggio del proprio lobo, allora il sistema entra nella fase dell'involuppo comune, oppure le due stelle si fondono.

In questo momento il sistema binario è in fase pre-supernova e dovrebbe avere una struttura a cipolla con gli strati più densi, composti da elementi pesanti, posti più in profondità.

2.3 Progenitori di Supernovæ

Esistono due tipi principali di supernovæ (chiamate supernovæ di Tipo I e di Tipo II) distinte per i loro spettri, durante e dopo l'esplosione, l'evoluzione nel tempo della loro emissione di luce, cioè la curva di luce, e in una certa misura, dalla loro classe di popolazione. Ancora più rari sono quelli effettivamente osservati nella nostra galassia a causa dell'oscuramento provocato dalla polvere. Quest'ultimo rappresenta un problema minore per l'osservazione delle supernovæ nelle galassie esterne. I vari tipi di supernova condividono due cose in comune:

- L'energia totale rilasciata è dell'ordine di 10^{51} erg sotto forma di fotoni, neutroni e l'energia cinetica dei moti di massa. Quale di questi tre elementi domina dipende dalla classe di supernova.
- La combustione termonucleare di materiale stellare durante l'esplosione produce elementi pesanti, i quali sono la principale fonte dei modelli di abbondanza di elementi pesanti osservati in natura.

Le due classi principali sono:

- supernovæ di tipo I: sono caratterizzate dall'assenza di righe di idrogeno nei loro spettri sia nei primi momenti durante l'esplosione sia in seguito. Le loro curve di luce sono notevolmente uniformi. Vediamo un rapido aumento (di pochi giorni) al massimo della curva di luce seguito da un rapido decadimento (circa un mese), e poi un lungo declino. Gli spettri rivelano la presenza di elementi, con masse atomiche che vanno dall'elio al ferro (tra cui il cobalto) sebbene non tutti questi siano presenti in tutti gli esempi né in ogni momento della curva di luce. Le supernovæ di tipo I si dividono in 3 sottoclassi in base alla presenza o alla mancanza di certi elementi. Nel nostro caso (cioè per le stelle massicce) ci interessano quelle di tipo Ib, il quale ha forti linee di elio negli spettri, derivano da supergiganti che hanno perso il loro involucro ricco di idrogeno, e quelle di tipo Ic che hanno forti emissioni di O, Ca e Mg e derivano da supergiganti che hanno perso il loro involucro ricchi di idrogeno e elio.
- supernovæ di tipo II: esistono due sottoclassi chiamate di tipo "P", che sta per "altopiano", e la "L" per "lineare" che stanno a indicare l'aspetto della curva di luce. Gli elementi visti negli spettri di questi includono idrogeno e ferro nei primi tempi e la presenza di idrogeno è ciò che distingue questa classe dalle supernovæ di tipo I. Questi non sono oggetti di popolazione II, non si vedono nelle galassie ellittiche ma sono associati a stelle giovani e massicce che definiscono i bracci a spirale delle galassie a spirale o con lo stesso tipo di stelle nelle galassie irregolari. Tuttavia, di nostro interesse, sarà una particolare sottoclasse chiamata IIB la quale mostra inizialmente linee dell'idrogeno, ma dopo qualche settimana o mese il loro spettro è dominato da elio quindi è molto simile alle supernovæ di tipo Ib.

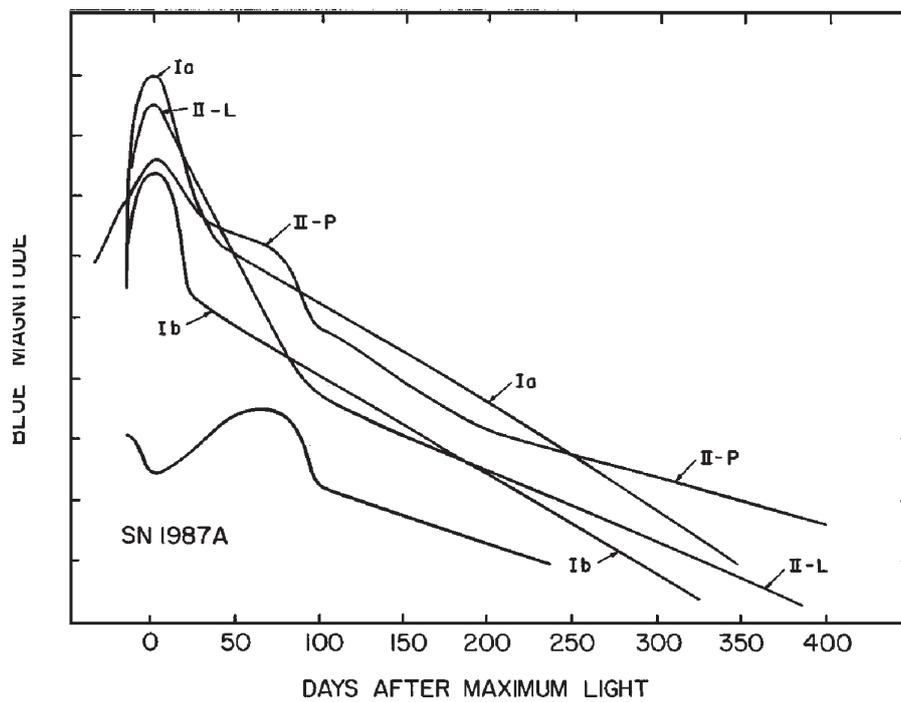


Figura 2.3: Curve di luce di diversi tipi di supernove. Le tipiche magnitudini massime in banda B sono -19,5 per SNe Ia, -17,6 sia per SNe Ib/c sia per II-L e -17 per SNe II-P. Le curve di luce di SNe Ic assomigliano a quelle di SNe Ib. Figura da Filippenko (1997)[8]

2.3.1 Progenitore di supernovæ di tipo Ib

Prendiamo per esempio il caso analizzato da Omar C. Benvenuto et al. (2017) il quale considera un sistema binario stretto con stelle di masse rispettivamente di $17M_{\odot}$ e $19M_{\odot}$, un periodo orbitale iniziale di 3 giorni, e assume il trasferimento di massa conservativo ($\beta = 1$, cioè durante il trasferimento di massa non è stato perso materiale dal sistema). Poichè il periodo orbitale è molto corto, inizialmente le stelle sono molto vicine tra loro, subendo il primo RLOF quando la stella donatrice è ancora nella fase di combustione dell'idrogeno. Pertanto, questo sistema subisce un trasferimento di massa di classe A. Il donatore si mantiene in condizioni semi-distaccate fino all'esaurimento del nucleo di idrogeno. A causa del suo rigonfiamento, avvia un secondo RLOF in condizioni centrali vicino all'accensione dell'elio. Quindi la maggior parte di elio viene bruciato durante il blue loop. Dopo l'esaurimento dell'elio al nucleo, la combustione del guscio fa gonfiare di nuovo la stella mentre gli strati più interni subiscono i cicli nucleari finali prima del collasso. La stella subisce un RLOF finale ed esplose con una massa di soli $2,96M_{\odot}$, completamente priva di idrogeno. Quindi, questo sistema dovrebbe dar luogo a un'esplosione di tipo Ib, perchè il modello pre-supernova ha un involucro ricco di elio di circa $1,2M_{\odot}$.

Nel frattempo che la stella donatrice ha subito questa evoluzione, il compagno ha guadagnato molta massa (per ipotesi), essendo di $29,69M_{\odot}$. Per tutto il tempo questo oggetto ha bruciato idrogeno al suo interno. A causa dell'enorme accrescimento di massa, la sua parte centrale si mescola e aumenta momentaneamente la sua abbondanza di idrogeno. Poichè la sua velocità di accrescimento è moderata la stella non si sposta lontano dalla ZAMS, perciò rimane ampiamente situata all'interno del lobo di Roche. Quindi, questo binario non entra in contatto. Un'altra caratteristica del compagno è che la sua struttura interna non corrisponde a quella di un oggetto della stessa massa. Di conseguenza, al momento dell'esplosione della primaria, la stella compagna è sovraluminosa, cioè che ha una luminosità maggiore di quella corrispondente ad una stella normale della stessa massa. Il periodo orbitale del sistema è di 107 giorni. A causa del trasferimento di massa e le stelle si separano notevolmente.

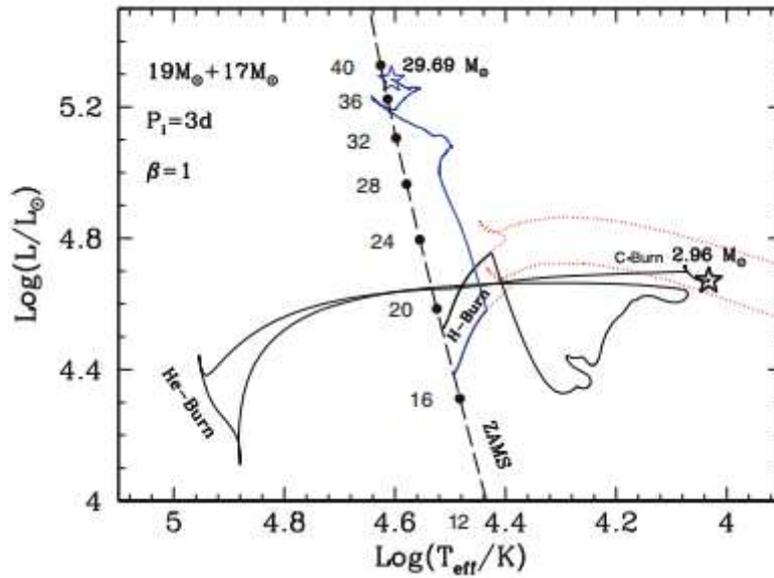


Figura 2.4: Evoluzione delle componenti di un sistema binario di $19M_{\odot}$ e $17M_{\odot}$ e periodo orbitale iniziale di 3 giorni. L'evoluzione del donatore è mostrata in nero, invece quella del compagno in blu. Inoltre le tracce delle stelle di $19M_{\odot}$ e $17M_{\odot}$ isolate sono indicate con linee rosse (Omar C.Benvenuto (2017)).

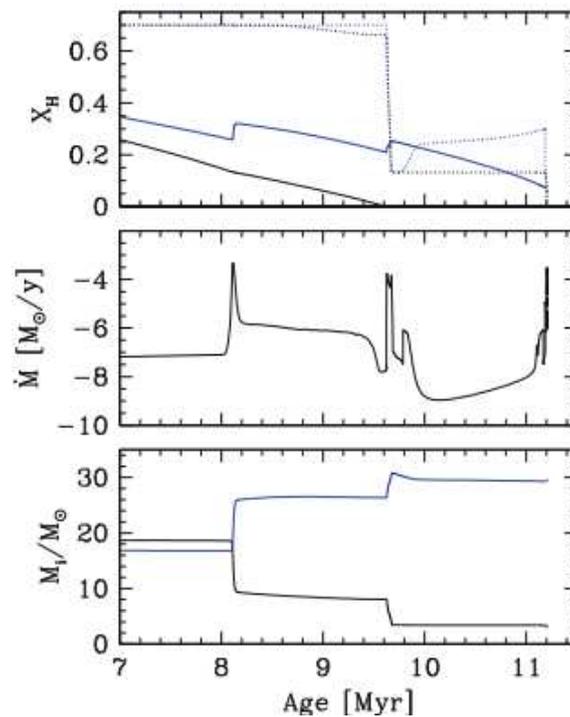


Figura 2.5: Il pannello superiore corrisponde all'evoluzione delle abbondanze centrali di idrogeno per la stella donatrice (linee nere) e la sua compagna (linee blu). Le linee continue indicano l'idrogeno centrale mentre le linee tratteggiate corrispondono alle condizioni della superficie. Il pannello centrale corrisponde al tasso di perdita di massa del donatore. Subisce una perdita di massa dal vento quando è distaccato, un tasso inferiore rispetto alle condizioni corrispondenti alle condizioni semidistaccate (RLOF). Il pannello inferiore presenta le masse dei componenti. Ciascuna porzione ripida delle curve denota condizioni RLOF (Omar C.Benvenuto 2017).

2.3.2 Progenitore di supernovæ di tipo IIb

In questo caso, sempre prendendo l'esempio di Omar C. Benvenuto (2017), si considerano le stesse masse di prima per le stelle, ma un periodo orbitale più lungo, fissato a 100 giorni e una situazione non conservativa, con $\beta = 0,25$ (cioè parte del materiale trasferito viene perso dal sistema). In questo caso, la stella donatrice subisce il primo RLOF dopo l'esaurimento del nucleo di idrogeno, quindi si tratta di un trasferimento di massa di classe B, e trasferisce la maggior parte della sua massa vicino all'accensione dell'elio. Quindi come nel caso precedente, esegue un grande blue loop su cui brucia il suo nucleo di elio e torna a temperature effettive inferiori, subendo tutti i restanti cicli nucleari. Poi avviene un secondo RLOF e infine esplose. In quel momento l'oggetto pre-supernova ha uno strato più esterno di $0,1M_{\odot}$, essendo la massa totale di questa stella di $4,59M_{\odot}$. Questo sarebbe un progenitore di supernovæ di tipo IIb. Per questo sistema la velocità di trasferimento di massa è maggiore rispetto al caso del sistema precedente, poichè nelle condizioni in cui la stella subisce l'inizio della RLOF, la scala temporale evolutiva è molto più breve. Di conseguenza, un trasferimento di massa conservativo porterebbe il sistema a una configurazione di contatto. Il periodo orbitale finale per questo sistema sarà di 1300 giorni. Periodi orbitali iniziali sufficientemente lunghi portano al verificarsi del RLOF dopo l'esaurimento del nucleo di elio (Omar C. Benvenuto et al. 2017).

Queste condizioni sono state esplorate in relazione al caso di SN1993J, una supernova osservata nella galassia M81 scoperta nel 1993 da F.Garcia in Spagna. Inizialmente il suo spettro mostrava linee di idrogeno come una normale supernova di tipo II, ma successivamente sono scomparse dando origine ad uno spettro di tipo Ib, che mostra ampie linee di elio e nessuna di silicio (Matheson et al. 2000). La supernova quindi è stata classificata come tipo IIb. Affinchè avvenga questa transizione, solo una piccola quantità dell'involucro di idrogeno della stella potrebbe rimanere al momento dell'esplosione (Podsiadlowski et al. 1993; Woosley et al. 1994). Tuttavia questo è difficile da spiegare in termini di evoluzione di singole stelle, è stato quindi suggerita la presenza di un compagno per spiegare le osservazioni (Podsiadlowski et al. 1993). In questo scenario, la progenitrice della gigante rossa riempirebbe il suo lobo di Roche e verrebbe spogliata di quasi tutto il suo involucro. Successivamente, Maund et al. (2004) sono stati in grado di dimostrare che la supernova proveniva da un sistema binario (Stancliffe RJ, Eldridge JJ (2009))[13]. Il modello proposto è un sistema progenitore composto da stelle di $15M_{\odot}$ e $14M_{\odot}$ su un'orbita di 5,8 anni (Maund, Justyn R et al. 2004)[4]. Lo hanno trovato durante l'episodio del trasferimento di massa, il tasso di perdita di massa massima di $4 \times 10^{-4}M_{\odot}/\text{yr}$ e ha assunto un'efficienza di $\beta = 0,5$. Al momento dell'esplosione, il progenitore aveva massa di $5,4M_{\odot}$ mentre il suo compagno è cresciuto fino a $22M_{\odot}$.

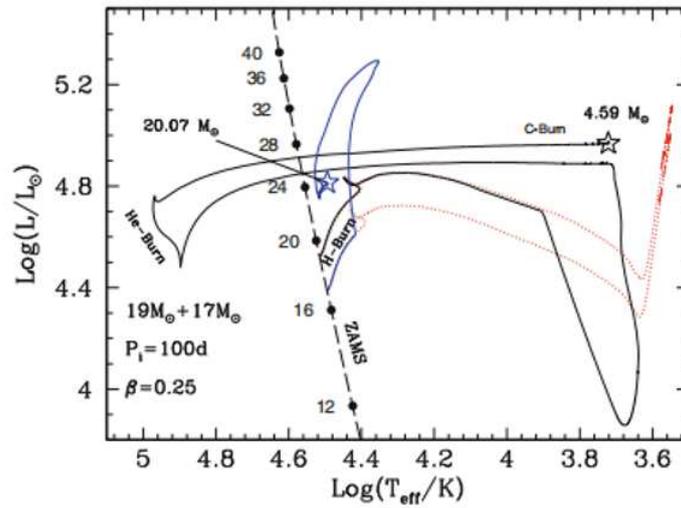


Figura 2.6: Come la figura 2.4 ma per il caso di un periodo orbitale iniziale di 100 giorni(Omar C. Benvenuto (2017))

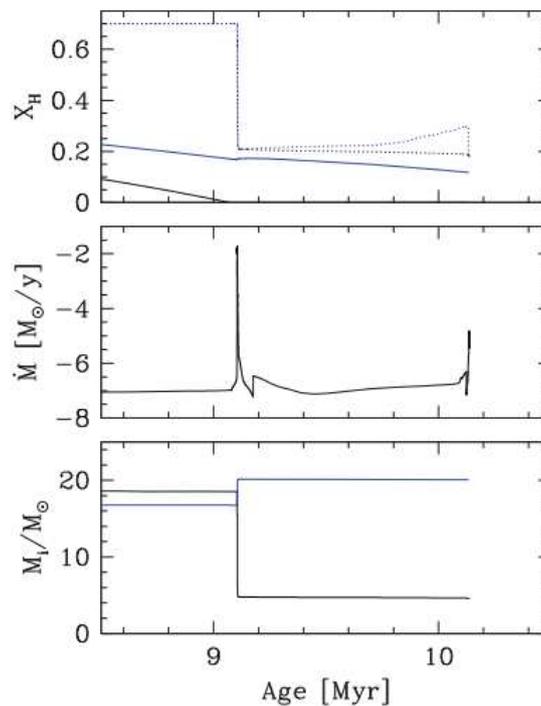


Figura 2.7: Come la figura 2.5 ma per un periodo iniziale di 100 giorni e $\beta = 0,25$. Gli strati esterni di entrambe le stelle hanno idrogeno durante l'intera evoluzione della coppia (pannello superiore), la velocità di trasferimento di massa durante il primo RLOF è più pesante che nel caso del sistema con 3 giorni di periodo orbitale iniziale (pannello centrale) (Omar C. Benvenuto (2017)).

2.3.3 Progenitore di supernovædi tipo Ic

Il progenitore di tipo Ic deve necessariamente essere una stella carente di elio. Attualmente non esiste un modello autoconsistente in grado di rimuovere l'intero involucro di He della stella durante la sua evoluzione. Questo ci impedisce di avere un'idea chiara del meccanismo che forma questo tipo di progenitori. Tuttavia, è stato suggerito che alcune tracce di elio potrebbero essere presenti, ma nascosti nello spettro delle supernovæ.

Gli studi sull'evoluzione dei progenitori di tipo Ic in sistemi binari stretti hanno dimostrato che la distribuzione delle masse iniziali e finali dei progenitori Ic deve essere bimodale cioè i progenitori di tipo Ic dovrebbero appartenere a due classi diverse e la frazione di ciascuna classe dipende dalla metallicità. Le due classi sono prodotte da meccanismi differenti. La classe di massa bassa è il risultato del trasferimento di massa di classe A o B, mentre la classe ad alta massa con $M_{zams} > 30M_{\odot}$ è prodotta dalla perdita di massa dal vento. È importante ricordare che questi studi presuppongono sempre che una piccola quantità di elio sia rimasta alla fine dell'evoluzione ($M_{He} < 0,5M_{\odot}$) (Omar C. Benvenuto (2017)). Pertanto le conclusioni dipendono dalla quantità totale di elio consentita dalla classificazione di tipi Ic, che non è del tutto chiara.

2.4 Evoluzione dell'involuppo comune

La fase dell'involuppo comune (CE) è una fase transitoria nella vita di un sistema binario durante il quale le due stelle ruotano insieme attorno allo stesso centro di massa portando alla perdita di massa e di momento angolare orbitale del sistema. Rispetto al tempo totale necessario alle stelle per seguire la loro evoluzione, questa fase è relativamente breve. Si pensa che un'ampia varietà di sistemi passi attraverso la fase CE. Questo include, per esempio, supernovæ Ia, raggi X e stelle di neutroni doppie. Anche i raggi gamma di breve durata, che si ritiene derivino da fusioni di oggetti compatti, devono necessariamente passare attraverso la fase CE. L'importanza dei processi CE nell'evoluzione della CBS è stata notata per la prima volta da Paczynsky(1976).

Quando una stella invecchia, si espande come una gigante rossa. La sua struttura è formata da un piccolo nucleo circondato da uno o più gusci sopra i quali giace un grande involucro convettivo. Nell'evoluzione a stella singola l'involuppo viene infine perso a causa del vento stellare oppure quando la stella esplose come una supernova se questa ha massa maggiore di $8 M_{\odot}$. Il nucleo viene quindi lasciato come una nana bianca isolata, una stella di neutroni o, nelle stelle più massicce, un buco nero. Nei sistemi binari questo scenario relativamente semplice viene reso più complicato dalla presenza di una stella compagna (secondaria). Man mano che la stella gigante (primaria) si espande, i suoi strati esterni sono sempre più influenzati dal campo gravitazionale della stella secondaria. Quando l'involuppo della stella primaria raggiunge il punto di Lagrange interno vuol dire che ha riempito il suo lobo di Roche. A causa dell'inevitabile evoluzione stellare vi sarà un'ulteriore espansione della primaria, questo implica che la materia attraversi il punto di Lagrange dal primario al secondario e possa legarsi gravitazionalmente alla seconda (Paczynski 1971). Il Roche Lobe Overflow è spesso dinamicamente instabile perchè il primario ha un involucro convettivo che si espande in caso di perdita di massa. La velocità di trasferimento di massa aumenta quindi rapidamente su una scala temporale dinamica della stella primaria. Il materiale trasferito cade sulla secondaria ma non accresce stabilmente e quindi la secondaria comincia ad espandersi fino a riempire il suo lobo di Roche. Altre forme di instabilità come la conservazione del momento angolare portano all'involuppo comune. L'orbita binaria decade all'interno dell'involuppo comune a causa dell'attrito e della perdita di co-rotazione tra il nucleo e l'involuppo, questa è chiamata fase di entrata a spirale (spiral-in) (Podsiadlowski 2001). In questa fase, tutta l'energia di attrito che si deposita nell'involuppo può

portare alla sua espansione dinamica . Una volta che il decadimento orbitale del binario immerso ha depositato energia sufficiente nell'involucro per causare un'espansione significativa, l'ingresso a spirale rallenterà (supponendo che l'involucro non venga espulso) fino a uno stadio in cui tutta l'energia di attrito che viene rilasciata dal binario a spirale viene trasportato in superficie (principalmente per convezione) dove viene irradiato via. Questa fase può durare centinaia di anni ed è intrinsecamente non dinamica e si può concludere o con l'espulsione dell'involucro o quando uno dei due corpi centrali riempie nuovamente il proprio lobo di Roche. A sua volta quest'ultimo processo può risultare in una lenta fusione o, nuovamente, nella rimozione dell'involucro (Ph. Podsiadlowski et al. 2001)(Izzard, Robert G: et al. 2012)[12][9].

La conseguenza più drammatica di una fase CE è la fusione di entrambe le stelle nel sistema, producendo una singola stella, inizialmente in rapida rotazione. Affinchè ciò avvenga, è necessario che l'energia orbitale che viene rilasciata nella fase di spiral-in non sia sufficiente per espellere l'involucro. Recentemente le onde gravitazionali hanno rivelato la fusione di due buchi neri. Ciò ha innescato diverse indagini incentrate sul rilevamento della controparte elettromagnetica di tali fusioni. Poichè una grande frazione di energia di legame orbitale viene rilasciata in una fusione, ci si aspetta che il processo di fusione stesso assomigli a una debole supernova nota come "kilonova" o "macronova". Le fusioni non sono eventi insoliti, infatti circa il 5 – 10% di tutte le stelle sperimenta una fusione completa con una stella compagna durante la loro evoluzione (Omar C. Benvenuto (2017)).

Recentemente è stato scoperto un interessante sistema di sovracontatto nella regione di 30 Doradus situato nella Grande Nube di Magellano (VFTS 243)(Shenar, Tomer et al. 2022). Questo sistema rappresenta il più massiccio, (circa $28 M_{\odot}$ per ciascuna componente, e i primi tipi spettrali con classificazione di tipo O) sistema di sovracontatto noto fino a oggi. Pertanto, questo rappresenta un trasferimento di massa di classe A noto come "kissing star". In precedenza, erano noti solo i 3 binari di tipo O. il risultato di una configurazione di sovracontatto non è del tutto chiaro, ma una possibilità è che le due stelle si fondano producendo una stella che ruota molto rapidamente. In questo scenario, il sistema si evolverebbe in un enorme buco nero binario e potrebbe potenzialmente produrre onde gravitazionali durante la fusione finale.

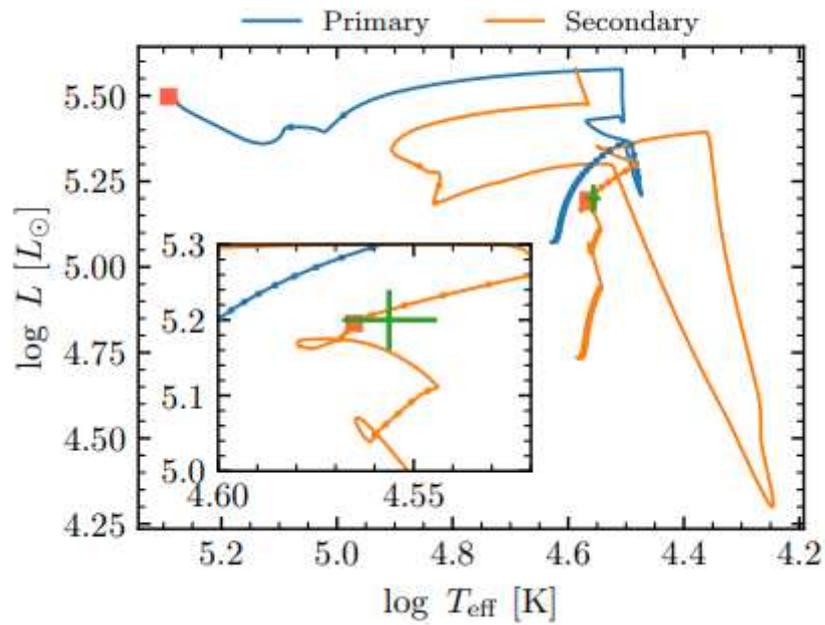


Figura 2.8: Diagramma di Hertzsprung Russel che mostra uno scenario evolutivo per VFTS 243. Le masse iniziali del sistema sono rispettivamente $30.1M_{\odot}$ e $21,9M_{\odot}$. A seguito di un rapido trasferimento di massa di classe A vi è un lungo trasferimento di massa sempre di classe A e si interrompe improvvisamente quando l'idrogeno si esaurisce nel nucleo, ma ricomincia rapidamente quando il binario lascia la sequenza principale e si espande. Il trasferimento di massa finisce quando viene rimosso il guscio di bruciamento dell'idrogeno e il primario si evolve rapidamente verso sinistra per diventare una stella Wolf-Rayet, fino a quando non collassa per formare il buco nero (indicato da quadrati arancioni)(Shenar, Tomer et al. 2022)[6]

Capitolo 3

IL CASO DI SN 2011 dh

Un buon esempio della rilevanza dell'evoluzione binaria correlata alle proprietà dei progenitori delle supernovæ è dato dal caso di SN2011dh. SN 2011dh è una supernova nella Galassia Whirlpool (M51) ad una distanza di circa 7,8 Mpc (Ergon et al. 2014). È stato scoperto il 31 maggio 2011 da Amdée Riou, con una magnitudine apparente 13,5 e confermato da diverse fonti, tra cui la Palomar Transient Factory. Inizialmente SN2011 è stato classificato spettroscopicamente come tipo IIP (Silverman, Filippenko & Cenko 2011), ma poi si è scoperto che gli spettri mostravano assorbimenti di elio, quindi è stato riclassificato come tipo IIb (Arcavi et al. 2011). Un candidato progenitore è stato rilevato nelle immagini del telescopio spaziale Hubble, il quale ha scattato immagini prima della sua esplosione indicando che si trattava di una supergigante gialla (YSG) altamente luminosa con una massa iniziale di $18 - 24 M_{\odot}$ (de Witt, A. et al. 2016) [14]. La supernova ha raggiunto il picco vicino alla magnitudine apparente 12,1 il 19 giugno 2011. SN2011dh è stata la terza supernova ad essere registrata nella galassia Whirlpool dal 1994 (dopo SN 1994I e SN 2005cs). Questa osservazione rappresentava una sfida per l'evoluzione stellare, poichè non ci si aspettava che questo tipo di stella subisse un'esplosione.

Se il progenitore fosse un oggetto isolato, per raggiungere la struttura pre-supernova come un YSG, avrebbe subito una fortissima perdita di massa a causa dei venti. Inoltre, poichè le tracce evolutive sono sensibili ai venti, affinchè ciò avvenga, il valore \dot{M} dovrebbe essere modificato. Anche se così fosse, c'è però un ulteriore problema nel caso si trattasse di una stella singola: per avere i valori di luminosità e temperatura effettiva dedotti dalle osservazioni HST, la pre-supernova sarebbe troppo massiccia per tenere conto della curva di luce osservata dopo l'esplosione.

Se invece consideriamo che il progenitore di SN2011dh appartenga a un sistema binario, possiamo spiegare le caratteristiche principali dell'evento senza alcuna modifica. La stella donatrice subisce la RLOF prima di accendere la combustione del carbonio. In queste condizioni, l'involuppo stellare ricco di idrogeno è molto diluito e racchiude una piccola quantità di massa. Man mano che procede la combustione nucleare, poichè si trova su un RLOF, aumenta il \dot{M} ma modificando molto poco la sua luminosità e temperatura effettiva. Pertanto, la stella può subire tutta l'evoluzione nucleare in condizioni pre-supernova e la sua esplosione finale come YSG. Queste sono forti ragioni a sostegno dell'idea che SN2011dh avesse un progenitore binario.

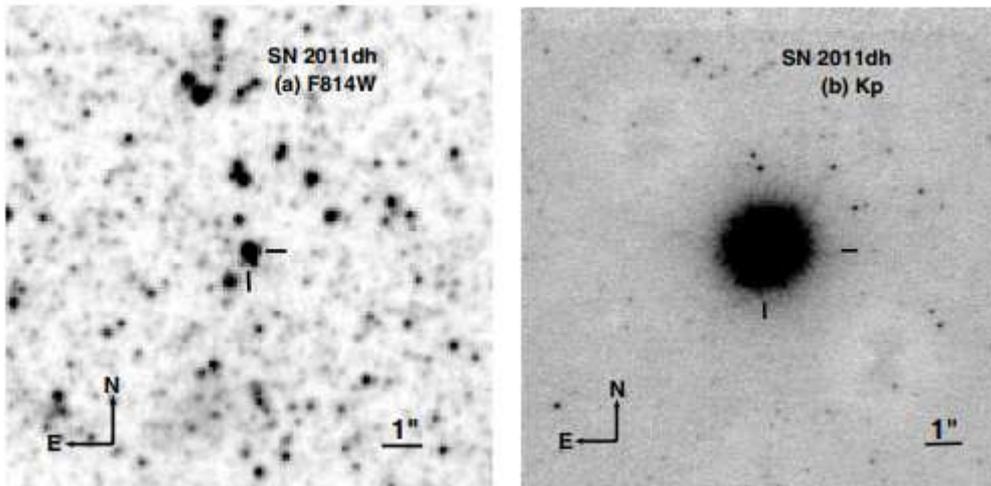


Figura 3.1: (a) Una parte dell'immagine HST F814W dall'archivio di M51 del 2005. I segni indicano la posizione precisa della stella rivelata in SN 2011dh. (b) Immagine della supernova ottenuta utilizzando NIRC2 sul telescopio Keck-II il 6 giugno 2011. (Van Dyk, Schuyler D. et al. 2011)[8].

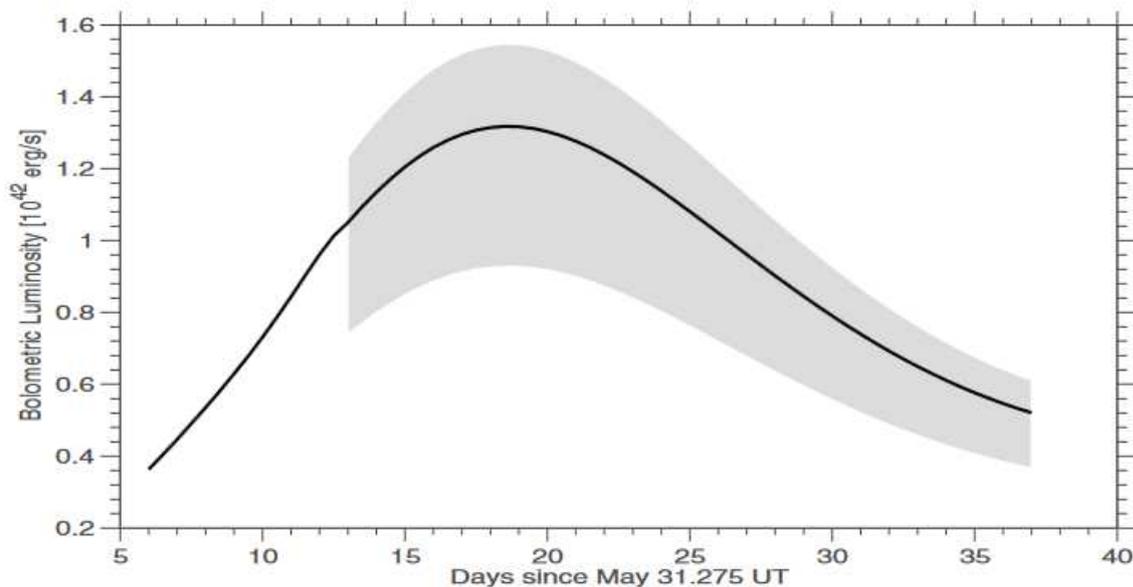


Figura 3.2: Curva di luce bolometrica di SN2011dh assumendo una frazione costante di flusso IR. L'area ombreggiata rappresenta l'effetto di modifica della frazione di flusso IR tra 0% e 40% (Arcavi, Iair (2011))[1].

Capitolo 4

FORMAZIONE DI SISTEMI BINARI A RAGGI X

Una classe molto interessante di oggetti astronomici sono le binarie a raggi X. Le binarie X sono una tipologia di stelle binarie che emettono radiazioni nella lunghezza d'onda dei raggi X. I raggi X sono prodotti dalla caduta della materia da una componente del sistema (generalmente una stella) nell'altra componente compatta (in genere una nana bianca, una stella di neutroni o un buco nero), tramite lobo di Roche o un vento stellare. In termini generali si possono distinguere tre casi in base alla massa della stella donatrice che alimenta l'oggetto compatto che emette raggi X.

4.1 Sistemi binari X di grande massa

I donatori di massa elevata (oltre circa $8M_{\odot}$) sono chiamati high-mass X-ray binaries (HMXRB) e si trovano principalmente vicino al disco galattico. Il donatore è tipicamente una stella della sequenza principale di tipo B o una supergigante blu. I raggi X sono prodotti dalla caduta della materia proveniente dalla stella massiccia nella componente compatta.

In generale si prevede che gli HMXRB contenenti una stella di neutroni abbiano un trasferimento di massa instabile a causa dell'ampio rapporto di massa. Una fusione tra il massiccio compagno e la stella di neutroni attraverso la formazione di un CE è il destino più probabile per questi sistemi. L'oggetto risultante avrà un nucleo di neutroni ed è noto come un oggetto "Thorne-Zytkow". Ma la formazione di un doppio sistema di stelle di neutroni è possibile anche se il periodo orbitale del sistema è relativamente lungo (maggiore di un anno). In questo caso l'involucro può essere espulso dopo la formazione del CE.

Per HMXRB, dove la sorgente compatta in accrescimento è un buco nero, il trasferimento di massa non è necessariamente instabile per rapporti fino a circa due (Omar C. Benvenuto et al. 2017). Pertanto, questi sistemi possono sperimentare lunghe fasi di trasferimento di massa stabile come sorgenti di raggi X luminosi. Uno degli esempi più famosi di binaria a raggi X di grande massa è Cygnus X-1. L'oggetto compatto di questa binaria fu il primo buco nero riconosciuto come tale dalla comunità scientifica.

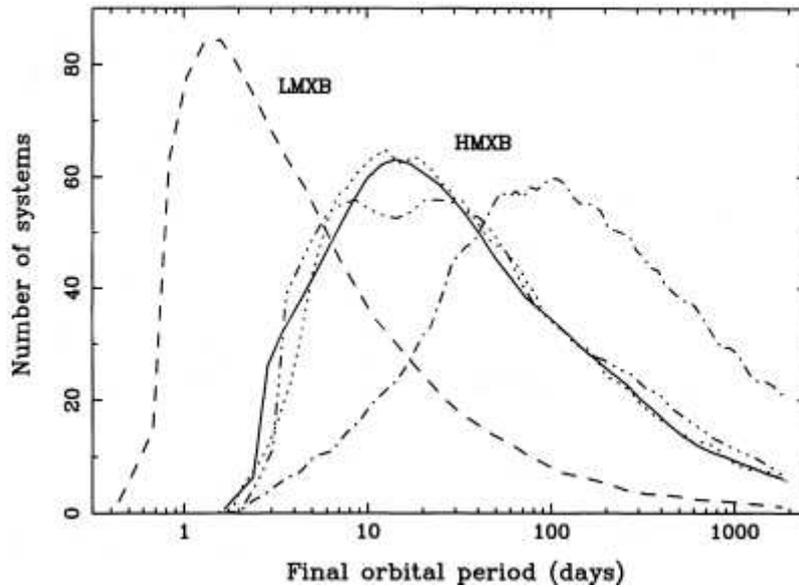


Figura 4.1: Numero di sistemi in funzione del periodo orbitale. Poichè queste curve sono per i progenitori HMXB e LMXB prima dell'inizio dell'accrescimento associato all'attività dei raggi X, potrebbe esserci un'ulteriore evoluzione del periodo orbitale prima dell'inizio dell'accrescimento (Brandt, Niel ; Podsiadlowski, Philipp) [10].

4.2 Sistemi binari X di piccola massa

Esistono anche binari a raggi X di piccola massa (LMXRB) che si trovano nel centro galattico, negli ammassi globulari e sopra il disco (questo potrebbe portare a pensare che entrambe le classi provengano da popolazioni iniziali diverse, ma Brandt e Podsiadlowski (1995) hanno dimostrato che questo non è necessariamente vero). Sono formati da una stella binaria formata da un oggetto compatto (una stella di neutroni o un buco nero) e da una stella donatrice che solitamente riempie il proprio lobo di Roche. La donatrice è meno massiccia dell'oggetto compatto e può essere o una stella di sequenza principale o una evoluta gigante rossa.

4.3 Sistemi binari X di massa intermedia

Molti LMXRB coinvolgono sistemi in cui la stella donatrice aveva una massa iniziale di $1,5 - 4,5 M_{\odot}$ cioè sono binari a raggi X di massa intermedia (IMXRB). L'importanza dei sistemi IMXRB è stata studiata in dettaglio da Podsiadlowski (Ph. Podsiadlowski 2002) [11]. La tipica separazione di L/IMXRB è $0,1 - 10 R_{\odot}$ che implica la formazione di un CE e l'esistenza di una fase a spirale. Il modello standard considera che l'evoluzione di questi sistemi è simile all'evoluzione delle variabili cataclismiche (per esempio CV cioè sistemi simili ai LMXRB ma dove l'oggetto compatto è una nana bianca). Tuttavia, questo modello standard presenta diversi problemi, come la mancata spiegazione della distribuzione dei periodi orbitali e delle luminosità dei Raggi X.

CONCLUSIONI

Con questo studio sono state analizzate tutte le fasi principali della vita di un sistema binario formato da stelle massicce. Inizialmente abbiamo considerato l'evoluzione di una stella massiccia isolata per poi investigare gli effetti prodotti dall'interazione in un sistema binario.

Una delle principali fasi su cui si concentra la tesi sono il trasferimento di massa che può essere di tre tipi (A, B o C) a seconda dello stato evolutivo della stella, inoltre si può suddividere ulteriormente in altre tre categorie a seconda del rapporto tra ζ e ζ_L , ovvero: trasferimento di massa dinamico, termico o nucleare. Quest'ultima suddivisione viene fatta per capire quale di questi trasferimenti avviene in modo stabile, ovvero questo si ha solamente per tempi scala nucleari.

Un'altra fase importante è quella dell'involucro comune che viene creato a causa dell'attrito e della perdita di co-rotazione tra il nucleo e l'involucro e si conclude con l'espulsione dell'involucro. La conseguenza più drammatica è la fusione di entrambe le stelle producendo una stella singola, ma perchè ciò avvenga è necessario che l'energia orbitale che viene rilasciata nella fase a spirale non sia sufficiente per espellere l'involucro.

L'obiettivo principale della tesi è stata la discussione di tre diversi scenari che ci aiutano a capire meglio il destino del sistema, ovvero i progenitori di supernovæ di tipo Ib, I Ib e Ic. Per il progenitore di tipo Ib si sono prese in considerazione due stelle di massa $17M_{\odot}$ e $19M_{\odot}$ molto vicine tra loro, la stella donatrice subisce vari RLOF ed infine esplose priva del suo involucro di idrogeno. La stella compagna invece si accresce, ma senza superare il lobo di Roche perciò si ottiene che questo tipo di binario non entra in contatto. Le stesse stelle sono state prese per il progenitore di tipo I Ib, ma considerando un periodo orbitale più lungo e una situazione non conservativa. In questo caso il primo RLOF avviene dopo l'esaurimento del nucleo di idrogeno, al contrario del caso precedente che invece era di classe A, e la velocità del trasferimento di massa sarà maggiore. Poi subisce un'altro RLOF e infine esplose, mantenendo un involucro esterno di $0,1M_{\odot}$. Per il caso Ic deve essere necessariamente una stella carente di elio, ma ancora non esiste un modello in grado di rimuovere l'intero involucro di He della stella durante la sua evoluzione.

Dopodichè si è voluto dare un esempio di un'applicazione delle proprietà dei progenitori per farne capire l'importanza del loro studio. Come esempio si è presa la supernova SN2011dh, che era stata inizialmente classificata come una supernova IIP, ma grazie allo studio dei progenitori si è riusciti a capire che in realtà questa era di tipo I Ib e inoltre si è dimostrato che appartenesse ad un sistema binario.

Infine si è voluto inserire una particolare classe di oggetti astronomici che sono le binarie a raggi X. Sono una tipologia di stelle binarie che emettono una grossa quantità di radiazione nei raggi X che vengono prodotti dalla caduta della materia da una componente del sistema (una stella) nell'altro componente compatto tramite Lobo di Roche o vento stellare. Questi si possono suddividere in tre categorie in base alla massa della stella donatrice: sistemi binari X di grande massa, sistemi binari X di piccola massa e sistemi binari X di massa intermedia.

Si è dunque dimostrato come questo studio sia importante per capire come si sono formati alcuni tipi di supernovæ. I sistemi binari stretti formate da stelle massicce quindi possono dare una spiegazione alle forti perdite di massa osservate nelle supernovæ e alla loro struttura finale. Con lo studio sui vari modelli inoltre si riesce a capire da che tipo di progenitore esse derivino: Ib, IIb o Ic.

Bibliografia

- [1] Arcavi Iair et al.
SN 2011dh: Discovery of a Type IIb Supernova from a Compact Progenitor in the Nearby Galaxy M51.
The Astrophysical Journal Letters, Volume 742, Issue 2, article id. L18, 7 pp. (2011)., 2011.
- [2] Christopher A. Tout et al. Rapid binary star evolution for N-body simulations and population synthesis.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 329, Issue 4, February 2002, Pages 897–928, 1997.
- [3] Hurley Jarrod R. et al. Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 329, Issue 4, pp. 897-928., 2002.
- [4] Maund Justyn R et al. The massive binary companion star to the progenitor of supernova 1993J.
Nature, Volume 427, Issue 6970, pp. 129-131, 2004.
- [5] Omar C. Benvenuto et al. Close Binary Stellar Evolution and Supernovae. Springer International Publishing AG 2017 A.W. Alsabti, P. Murdin (eds.), Handbook of Supernovae, 2017.
- [6] Shenar Tomer et al.
An X-ray quiet black hole born with a negligible kick in a massive binary within the Large Magellanic Cloud.
Nature Astronomy, Volume 6, p. 1085-1092, 2022.
- [7] P. P. Eggleton. Aproximations to the radii of Roche lobes. Aproximations to the radii of Roche lobes.
Astrophysical Journal, Vol. 268, p. 368-369 (1983), 1983.
- [8] Alexei V. Filippenko. Optical Spectra of Supernovae. Annual Review of Astronomy e Astrophysics, Volume 35, 1997, pp. 309-355, 1997.
- [9] Robert G. Izzard. Common envelope evolution. Planetary nebulae: an eye to the future, proceedings of the international astronomical union, IAU Symposium, Volume 283, p.95-102, 2012.
- [10] Brandt Niel; Podsiadlowski Philipp.
The effects of high-velocity supernova kicks on the orbital properties and sky distributions of neutron-star binaries.
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 274, Issue 2, pp. 461-484., 1995.
- [11] Ph Podsiadlowski. Evolutionary Sequences for Low- and Intermediate-Mass X-Ray Binaries. The Astrophysical Journal, Volume 565, Issue 2, pp. 1107-1133, 2002.
- [12] Ph. Podsiadlowski. Common-envelope evolution and stellar mergers. Evolution of binary e multiple star system ASP Conference series, Vol 229, 2001.
- [13] Eldridge JJ Stancliffe RJ. Modelling the binary progenitor of Supernova 1993J. Mon Not R Astron Soc 396:1699–1708, 2017.

- [14] de Witt A. et al. Imaging the expanding shell of SN 2011dh. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 455, Issue 1, p.511-517, 2016.