



Università degli studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

**Studio dell'effetto della stabilità del
mass transfer sulle proprietà delle
binarie di buchi neri**

Tesi di laurea triennale

Laureando:
Alberto Casellato

Relatore:
Prof. Giuliano Iorio
Correlatrice:
Dott.ssa Erika Korb

Anno Accademico 2023-2024

Sommario

Dal primo rilevamento di un'onda gravitazionale nel 2015, gli attuali interferometri gravitazionali hanno rilevato più di 90 eventi generati dalla fusione di due buchi neri. Per comprendere la formazione, l'evoluzione e la possibile fusione di binarie di buchi neri è essenziale tenere in considerazione il trasferimento di massa tra i loro progenitori stellari nel corso dell'evoluzione del sistema binario. In particolare, è importante studiare quando il trasferimento di massa avviene in modo stabile o instabile. Il primo caso porta ad un'evoluzione graduale del sistema, mentre il secondo causa cambiamenti drastici e improvvisi.

In questa tesi ho studiato come evolvono i sistemi binari analizzando parametri fondamentali come massa, composizione, semiasse maggiore ed eccentricità. Per simulare i diversi scenari di trasferimento di massa tra le componenti dei sistemi binari ho utilizzato il codice di sintesi di popolazione SEVN . Da queste simulazioni ho considerato popolazioni di binarie di buchi neri generate con diverse condizioni iniziali, e i risultati mostrano come queste condizioni e la stabilità del trasferimento di massa influenzino in modo significativo l'evoluzione di questi sistemi.

Indice

1	Introduzione	1
2	Fondamenti teorici	3
2.1	Venti stellari	3
2.2	Roche Lobe	4
2.3	Inizio del trasferimento di massa	6
2.4	Trasferimento di massa conservativo	6
2.5	Stabilità trasferimento di massa	7
2.5.1	Trasferimento di massa stabile	7
2.5.2	Trasferimento di massa instabile	7
2.6	Inviluppo Comune	9
2.7	Onde gravitazionali	11
3	Metodologia	12
3.1	Il codice SEVN	12
3.1.1	Formazione oggetto compatto	13
3.2	Evoluzione del sistema binario	13
3.2.1	Stabilità del MT in SEVN	13
3.2.2	Scenari di trasferimento di massa	13
3.2.3	Modello di Shao	14
3.3	Formazione delle binarie di buchi neri	14
3.4	Simulazioni	15
4	Analisi dati	16
4.1	Modello fiducial	16
4.2	Comparazione modelli	19
5	Conclusioni	23

Elenco delle figure

2.1	Curve equipotenziali nel piano orbitale $x - y$ di una binaria composta dalle masse M_1 ed M_2 . I lobi di Roche dei due corpi sono colorati in grigio. Immagine presa da Izzard et al. (2012)[22]	4
2.2	Tre possibili configurazioni di sistemi binari.	5
2.3	Evoluzione del raggio di una stella di $5 M_\odot$ in funzione del tempo dalla sua formazione. Si distinguono i diversi casi delle fasi di RLO assumendo una compagna di $2 M_\odot$. Figura presa da Podsiadlowski (2012)[36].	6
2.4	Rappresentazione del trasferimento di massa stabile (sopra) e instabile (sotto). Figura presa da Podsiadlowski (2012)[36].	7
2.5	Evoluzione del raggio della stella donatrice in funzione del rapporto della sua massa sulla massa del sistema. Il raggio del proprio lobo di Roche (linea continua) viene considerato costante nel tempo. Grafici presi da Pols (2011)[38].	8
2.6	Fasi principali dell'evoluzione dell'inviluppo comune viste da una prospettiva ortogonale al piano dell'orbita. Nella figura in alto, la stella donatrice riempie il suo lobo di Roche. Nella figura in mezzo, l'inviluppo circonda sia il nucleo della stella donatrice che la stella compagna; esse spiraleggiano una verso l'altra. Nella figura in basso sono mostrati i possibili sviluppi del sistema: l'inviluppo viene espulso (sinistra) oppure le due stelle si fondono (destra). Immagine di Philip D. Hall.	10
4.1	Distribuzione del semiasse maggiore dei sistemi all'inizio della simulazione e nel momento in cui le componenti sono diventate dei buchi neri.	16
4.2	Distribuzione dell'eccentricità in funzione del semiasse maggiore all'inizio della simulazione e alla formazione della binaria di buchi neri per tutta la popolazione di buchi neri e per quelli coalescenti.	17
4.3	Distribuzione di massa dell'intera popolazione di BH e quella dei BH coalescenti.	18
4.4	Distribuzione del rapporto di massa $q_2 = M_2/M_1$ dell'intera popolazione di BH e quelli coalescenti.	19
4.5	Differenza della distribuzione di massa dei tre modelli al variare della metallicità. Nella colonna di sinistra sono presenti le masse dei BH primari dell'intera popolazione di BBH, mentre a destra quelle dei BH primari nei sistemi di BBH coalescenti.	20
4.6	Frazione relativa di sistemi prodotti attraverso cinque canali (C0-CIV) in funzione della metallicità per buchi neri binari nei tre modelli fiducial, mtshao e mtstable.	21

Capitolo 1

Introduzione

La maggior parte delle stelle nell'universo non si trova isolata, bensì fa parte di un sistema binario le cui componenti orbitano attorno al loro centro di massa. Questi sistemi possono essere composti da stelle ma anche da oggetti compatti come nane bianche, stelle di neutroni e buchi neri.

In genere, le componenti del sistema binario sono sufficientemente distanti da evolvere come stelle singole, quindi risulta semplice studiarne l'evoluzione tramite modelli di evoluzione stellare. Tuttavia, quando le stelle sono sufficientemente vicine possono interagire tra di loro, e la loro evoluzione risulta più complicata da studiare. Uno dei meccanismi più importanti di interazione è il trasferimento di massa, ovvero quando una stella (la donatrice) cede parte della sua massa alla compagna (la stella accrescente). Tuttavia, non è l'unica interazione rilevante nell'evoluzione dei sistemi binari: processi come le maree e le collisioni influenzano significativamente le proprietà di tali sistemi.

Il trasferimento di massa è necessario per spiegare alcuni fenomeni osservati nell'universo, come le binarie a raggi X e le supernovae Ia. Le binarie a raggi X sono sistemi dove il corpo che accresce massa è un oggetto compatto, e in questo processo la massa viene scaldata fino a raggiungere alte temperature, producendo così un'emissione di raggi X. Le supernovae Ia sono esplosioni stellari che si verificano quando il corpo accrescente è una nana bianca. Quando la massa di questa raggiunge il limite di Chandrasekhar ($1.44 M_{\odot}$) avviene un'esplosione termonucleare.

Il trasferimento di massa svolge un ruolo importante nella formazione delle binarie di buchi neri coalescenti perché permette di restringere l'orbita delle due componenti, rendendo possibile la loro fusione entro un tempo di Hubble (~ 14 Gyr). Questo fenomeno è di grande interesse per l'astrofisica moderna poiché ci permette di osservare questi sistemi a seguito dell'emissione di onde gravitazionali (GW), consentendoci di studiarne le loro proprietà. Precedentemente, le nostre conoscenze erano principalmente limitate alle binarie a raggi X. Dalla prima rivelazione di onde gravitazionali nel Settembre 2015, la collaborazione LIGO-Virgo-KAGRA (LVK) ha individuato 90 candidati oggetti binari compatti (BCO), per la maggior parte buchi neri.

Durante il trasferimento di massa, è possibile che la stella donatrice condivida il suo involucro esterno con la compagna. Si ritiene che questo meccanismo, noto come "involuppo comune" (CE), possa essere uno dei processi principali per stringere l'orbita della binaria e permettere la coalescenza entro un tempo di Hubble. Di solito, questa fase avviene a seguito di un trasferimento di massa instabile tra le due stelle, il quale è favorito dal rapporto sbilanciato tra le masse delle componenti o dalla presenza di un involucro convettivo profondo nella stella donatrice.

La formazione dei BCO è influenzata dalle condizioni iniziali dei sistemi e da diversi fattori fisici, come il trasferimento di massa, le supernovae e l'evoluzione stellare. I sistemi che fondono per onde gravitazionali sono rari, dunque, per studiare l'evoluzione di tali sistemi, è necessario poter simulare l'evoluzione di popolazioni di binarie coniugando rapidità di

calcolo e flessibilità nei modelli da testare. In letteratura, questo tipo di lavoro viene svolto dai codici di sintesi di popolazione binaria (BPS). La maggior parte di questi codici usa formule analitiche sia per descrivere i processi binari sia per l'evoluzione stellare isolata. Un esempio è BSE + Pols[18][37].

Recentemente[32][11] modelli di evoluzione stellare dettagliata hanno mostrato che i formalismi classici usati nei BSE tendono a sovrastimare il numero di trasferimenti di massa instabili. Diversi modelli di stabilità producono binarie di buchi neri con caratteristiche e storie evolutive diverse. In questa tesi, investigo l'effetto di tre modelli utilizzando il codice SEVN [42][41][43][27], un codice BPS che usa la stessa descrizione di BSE per l'evoluzione in binaria, ma interpola l'evoluzione stellare da tabelle di proprietà stellari. Ciò rende SEVN più flessibile e aggiornabile con modelli sempre più dettagliati.

Capitolo 2

Fondamenti teorici

Due stelle, legate tra loro dalla mutua forza gravitazionale, percorrono orbite ellittiche attorno al loro centro di massa. In coordinate polari piane le equazioni del moto sono:

$$\begin{aligned} r &= \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos(\theta)} \\ L &= r^2 \dot{\theta} \end{aligned} \quad (2.1)$$

dove r è la separazione delle stelle, θ l'angolo di fase, a il semiasse maggiore dell'ellisse ed e l'eccentricità. Il momento angolare specifico del sistema è $L = |\vec{L}| = |\vec{r} \times \vec{v}|$.

La funzione di massa permette di ottenere le masse delle due componenti M_1 e M_2 di un sistema binario in funzione solamente di quantità misurabili. Con M_1 viene intesa la massa della stella primaria (quella più massiccia) e con M_2 la massa della secondaria.

Assumendo orbite circolari e ponendo uguali la forza gravitazionale e quella centripeta di ciascuna delle componenti si ottengono le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned} f_1(M_2) &= \frac{M_2^3 \sin^3(i)}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P(v_1 \sin(i))^3}{2\pi G} \\ f_2(M_1) &= \frac{M_1^3 \sin^3(i)}{(M_1 + M_2)^2} = \frac{P(v_2 \sin(i))^3}{2\pi G} \end{aligned} \quad (2.2)$$

dove i è l'inclinazione della binaria, $v_{1/2} \sin(i)$ la velocità radiale deproiettata delle due stelle, e P il periodo. Tutte queste quantità sono misurabili con metodi spettroscopici (eccetto l'inclinazione, che spesso è assunta o stimata tramite altri metodi) e permettono di determinare le masse degli oggetti che compongono il sistema binario, siano essi stelle oppure oggetti compatti.

2.1 Venti stellari

Le stelle possono perdere massa a seguito di venti stellari che si possono suddividere in due categorie: dust-driven stellar wind e line-driven stellar wind. Il primo tipo espelle materiale a causa di pulsazioni e instabilità dinamica, mentre il secondo tramite il momento trasferito al gas dai fotoni. Nelle stelle giganti e supergiganti, il gas negli strati esterni è poco legato gravitazionalmente alla stella a causa della sua estensione, quindi è facile poterlo rimuovere con la sola pressione di radiazione.

Le stelle più calde come quelle di tipo O o B nella sequenza principale, riescono ad espellere il gas molto più facilmente grazie ai loro fotoni energetici. Vink et. al (2001)[49] ricavano per queste stelle una relazione che lega il tasso di perdita di massa a causa dei venti stellari a dei parametri che includono la metallicità stellare. Combinando questa relazione con quella ottenuta da Leitherer et al.(1992)[24] per la velocità limite dei venti stellari si ottiene:

$$\dot{M} \propto Z^p \quad \text{con } p = \begin{cases} 0.64 & 12\,000 \text{ K} \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 25\,000 \text{ K} \\ 0.69 & T_{\text{eff}} \gtrsim 25\,000 \text{ K} \end{cases} \quad (2.3)$$

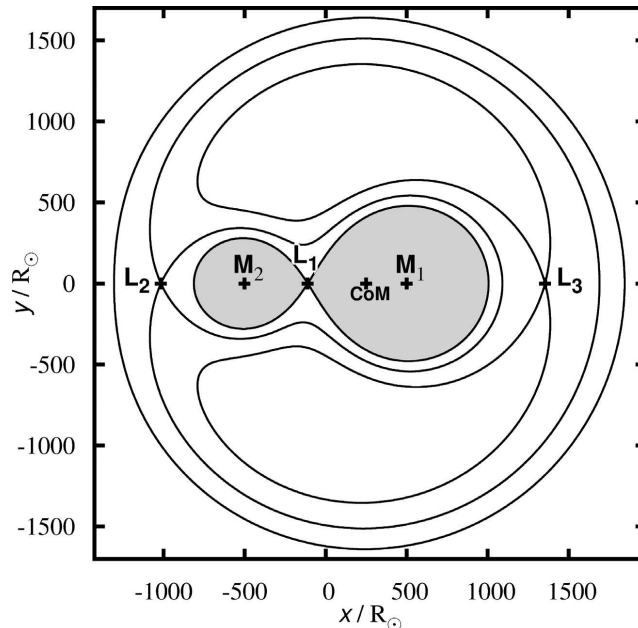


Figura 2.1: Curve equipotenziali nel piano orbitale $x - y$ di una binaria composta dalle masse M_1 ed M_2 . I lobi di Roche dei due corpi sono colorati in grigio. Immagine presa da Izzard et al. (2012)[22]

In un sistema binario, la massa e il momento angolare persi da una stella possono essere accresciuti dalla stella compagna. In Hurley et al.(2002)[19] viene introdotto il formalismo di Bondi&Hoyle(1944)[2] per descrivere come il tasso di accrescimento medio della stella M_2 immersa nel vento stellare della compagna donatrice M_1 :

$$\langle \dot{M}_2 \rangle = - \frac{\alpha_w}{\sqrt{1-e^2}} \left(\frac{G M_2}{v_w^2} \right)^2 \frac{\dot{M}_1}{2 a^2 (1+v^2)^{3/2}} \quad (2.4)$$

dove v_w è la velocità del vento della primaria, $\alpha_w \approx 1.5$, $\beta_w \approx 0.125$ sono costanti di efficienza basate su osservazioni, e:

$$v_w^2 = 2 \beta_w \frac{G M_1}{R_1}, \quad v^2 = \frac{G (M_1 + M_2)}{a v_w^2}$$

Se l'oggetto che accresce massa è un oggetto compatto (buco nero, stella di neutroni o nana bianca), il tasso di accrescimento di massa è limitato dal limite di Eddington:

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = 2.08 \times 10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1} \eta_{\text{Edd}} (1.760 - 3.0 Z)^{-1} \frac{R_2}{R_\odot} \quad (2.5)$$

con η_{Edd} il fattore di Eddington.

La perdita di massa dovuta al vento stellare produce un allargamento dell'orbita, effetto che viene mitigato dalla massa accresciuta dalla stella compagna che riacquista parte del momento angolare.

2.2 Roche Lobe

Per ricavare questi punti si prende un sistema di riferimento posizionato nel centro di massa del sistema e co-rotante con i due corpi. Da qui è possibile esprimere il potenziale di Roche (Figura 2.1) che è dato dalla somma del potenziale gravitazionale dei due corpi ed un termine dovuto al fatto che il sistema di riferimento non è inerziale:

$$\Phi(\vec{r}) = - \frac{G M_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{G M_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} - \frac{1}{2} (\Omega \times \vec{r})^2 \quad (2.6)$$

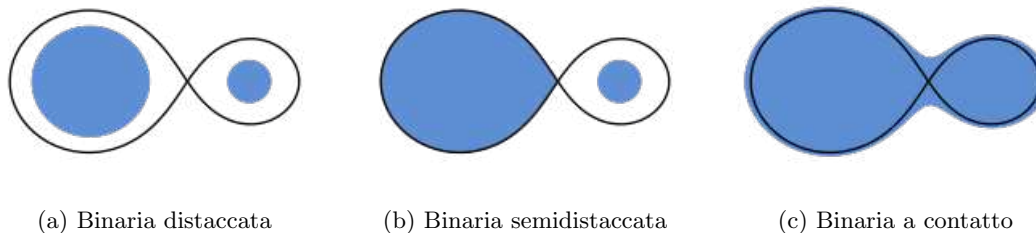


Figura 2.2: Tre possibili configurazioni di sistemi binari.

Tra le diverse superfici equipotenziali ottenibili dal potenziale di Roche, una risulta particolarmente importante ed è definita la superficie equipotenziale critica. Questa superficie è quella che crea due lobi attorno ai due corpi, i cosiddetti lobi di Roche delle due componenti. Il materiale all'interno di un lobo è gravitazionalmente legato al corpo all'interno di esso.

Ci sono cinque punti (detti punti Lagrangiani) dove il gradiente del potenziale gravitazionale di un sistema binario si annulla. I 3 più importanti stanno lungo la linea che connette le due stelle ($L_1 - L_3$). Il punto di intersezione dei due lobi di Roche (L_1) è il punto oltre il quale avviene il trasferimento di massa da un corpo all'altro. Questo evento viene definito Roche Lobe Overflow (RLO). Avendo una forma a goccia, è utile poter descrivere questo lobo tramite un raggio equivalente[9], ovvero il raggio che avrebbe una sfera con lo stesso volume contenuto all'interno del lobo:

$$R_L = a \frac{0.49 q_1^{2/3}}{0.6 q_1^{2/3} + \ln(1 + q_1^{1/3})} \quad (2.7)$$

Questa è l'equazione per il lobo della primaria e dipende solo dalla separazione orbitale delle due stelle (a), e dal rapporto delle loro masse ($q_1 = M_1/M_2$). Da questa è possibile ottenere anche il raggio del lobo della compagna usando l'opportuno rapporto di massa q_2 .

Classificazione

Una tecnica per classificare le binarie è quella di comparare il raggio delle due stelle al loro lobo di Roche. Le binarie si possono distinguere in tre categorie: binaria distaccata, binaria semidistaccata e binaria a contatto (Figura 2.2).

Nel caso di binaria distaccata (detached binary, Fig.2.2a) nessuna delle due stelle riempie il proprio lobo di Roche, quindi entrambe sono contenute all'interno del loro lobo e tutta la massa è legata ad una stella o all'altra; non avviene trasferimento di massa tramite RLO e la principale interazione gravitazionale è di tipo mareale.

Una binaria semidistaccata (semi-detached binary, Fig.2.2b) ha una delle due stelle che riempie il proprio lobo e parte della sua massa sta superando il confine definito da quest'ultimo. Come già specificato, tutta la massa che supera il punto L_1 non è più legata alla prima stella e finisce per accrescere la stella compagna tramite RLO.

Si dice, invece, binaria a contatto (contact binary, Fig.2.2c) quando entrambe le stelle superano il proprio lobo di Roche. Non ha senso parlare di trasferimento di massa in una direzione specifica perché il materiale non è legato a nessuna stella in particolare, sebbene sia ancora legato al sistema, quindi le due stelle condividono un involucro. Questo caso non è da confondere con quello della binaria a involucro comune (common envelope binary), la cui differenza principale consiste nel fatto che l'involucro delle binarie a contatto ruota assieme alle due stelle, mentre nell'involucro comune questo non avviene. In questo tipo di binaria i punti L_2 e L_3 del sistema, che risiedono sempre lungo la congiungente delle due stelle ma al di fuori della loro orbita, hanno un ruolo importante. Se l'involucro comune raggiunge uno dei due punti, allora la massa che supera quelle posizioni fuoriesce dal sistema e può portare alla formazione di un disco che circonda il sistema binario (circumbinary disk).

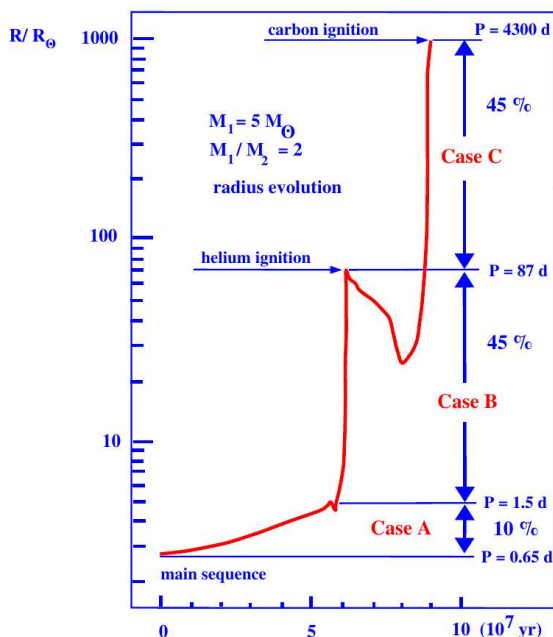


Figura 2.3: Evoluzione del raggio di una stella di $5 M_{\odot}$ in funzione del tempo dalla sua formazione. Si distinguono i diversi casi delle fasi di RLO assumendo una compagna di $2 M_{\odot}$. Figura presa da Podsiadlowski (2012)[36].

2.3 Inizio del trasferimento di massa

Un sistema binario comincia la sua evoluzione dalla prima configurazione (binaria distaccata). Affinché il trasferimento di massa avvenga, del materiale deve superare uno dei due lobi di Roche, e ci sono due modi (o una loro combinazione) in cui ciò può avvenire. Il primo avviene nel caso in cui il lobo di Roche rimane costante e la stella si espande a seguito della sua evoluzione. Il secondo quando la stella rimane di dimensioni costanti e il suo lobo di Roche diminuisce. Questo può avvenire quando la separazione orbitale delle due stelle diminuisce a causa di forze dissipative come per esempio nel caso di emissione di onde gravitazionali (GW: gravitational waves), effetti mareali o forze d'attrito con l'involuppo comune.

Dalla Figura 2.3 si notano tre fasi nella vita di una stella in cui essa aumenta di dimensione e può, quindi, superare le dimensioni del suo lobo di Roche entrando nella fase RLO. Nel caso A la stella sta bruciando idrogeno, quindi è nella sequenza principale (MS). Le sue dimensioni crescono di circa un fattore 2. Nel caso B la stella esaurisce l'idrogeno nel nucleo ma non quello dell'elio. L'espansione del raggio della stella avviene in modo molto più rapido del caso A e le dimensioni cambiano di circa un fattore 10. La stella si trova lungo il red giant branch (RGB). Il caso C avviene al termine del bruciamento dell'elio nel nucleo, mentre la stella si trova nell'asymptotic giant branch (AGB). Il caso C è meno importante del caso B perché richiede che una binaria non entri nella fase di trasferimento di massa nel caso B. Se l'orbita è già al limite per iniziare un trasferimento di massa e la stella si espande (o l'orbita si restringe) leggermente, è probabile che tale processo possa avvenire già nella fase B anziché attendere la fase C.

Le stelle passano la maggior parte della loro vita in MS, quindi è opportuno dire che la maggior parte delle binarie osservate in cielo non hanno ancora avuto interazioni significative, però avranno modo di farlo in futuro.

2.4 Trasferimento di massa conservativo

Se una delle due stelle supera il raggio del suo lobo di Roche e tutta la massa che lo supera viene accresciuta dalla compagna si dice che il trasferimento di massa è conservativo. Il

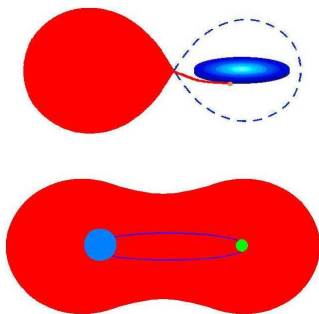


Figura 2.4: Rappresentazione del trasferimento di massa stabile (sopra) e instabile (sotto). Figura presa da Podsiadlowski (2012)[36].

momento angolare totale del sistema è:

$$L^2 = G \frac{M_1^2 M_2^2}{M_1 + M_2} a(1 - e^2) \quad (2.8)$$

Imponendo $\dot{L} = 0 \implies \dot{M}_2 = -\dot{M}_1$ Combinando assieme le due equazioni si ottiene

$$\frac{\dot{a}}{a} = 2 \left(\frac{M_1}{M_2} - 1 \right) \frac{\dot{M}_1}{M_1} \quad (2.9)$$

che è la formula per la derivata temporale della separazione delle due stelle in funzione del tasso di trasferimento di massa.

Il caso non conservativo è più complicato perché non tutta la massa persa dalla stella donatrice viene accresciuta dalla compagna. Questo può accadere per esempio attraverso i venti stellari da parte della stella donatrice oppure per l'espulsione della massa in accrescimento da parte della stella secondaria a causa di venti o jets. La perdita di massa è descritta dall'equazione $\dot{M}_a = -\beta \dot{M}_d$, con $\beta \in [0, 1]$.

2.5 Stabilità trasferimento di massa

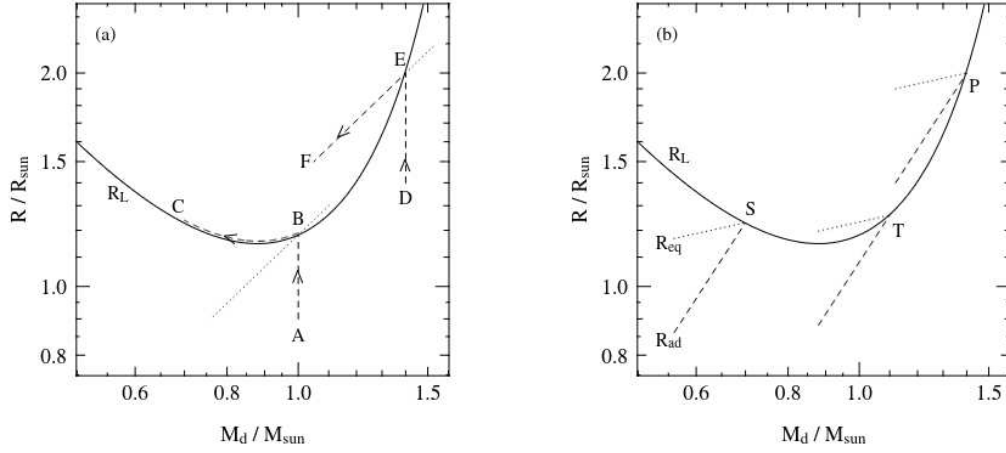
Con l'avvio del RLO è necessario poter distinguere i due casi di trasferimento di massa stabile o instabile (Figura 2.4). Stelle con involucro radiativo tendono a rimpicciolire a seguito della perdita di massa, mentre quelle con involucro convettivo profondo tendono a mantenere le stesse dimensioni o ad aumentarle.[12][13][14][23][45]

2.5.1 Trasferimento di massa stabile

Il trasferimento di massa stabile è il caso più facile da analizzare perché in questo caso la maggior parte della massa finisce alla compagna accrescente, il che la porta a crescere di dimensione. Il trasferimento si conclude quando la stella donatrice rientra all'interno del suo lobo di Roche. L'accrescimento di massa cambia la struttura della stella ricevente, la quale si ritroverà più massiccia. Se si tratta di una stella massiccia che ha già lasciato la MS, l'evoluzione può cambiare drasticamente, facendola esplodere come una supergigante blu invece di diventare una supergigante rossa.

2.5.2 Trasferimento di massa instabile

Dal grafico 2.5 si può vedere qual è la differenza tra stabilità ed instabilità nel trasferimento di massa. Quando la stella primaria si trova nella posizione D (Fig.2.5a) ed aumenta il suo raggio per evoluzione naturale fino ad arrivare alla posizione E (che corrisponde al raggio del proprio lobo di Roche), la risposta della stella è quella di andare verso il punto F seguendo la linea tratteggiata. Questo è il caso di trasferimento di massa instabile perché il raggio della stella diminuisce ma sta sempre al di sopra del raggio del lobo di Roche. La risposta



(a) Risposta del raggio della stella alla perdita di massa.

(b) Risposta nei tempi scala dinamici e termici del raggio della stella alla perdita di massa.

Figura 2.5: Evoluzione del raggio della stella donatrice in funzione del rapporto della sua massa sulla massa del sistema. Il raggio del proprio lobo di Roche (linea continua) viene considerato costante nel tempo. Grafici presi da Pols (2011)[38].

del lobo di Roche alla variazione di massa ha una pendenza maggiore rispetto a quella del raggio stellare.

Webbink+1985[51] ha proposto una descrizione formale per parametrizzare la variazione dei raggi stellari, del lobo di Roche e determinare la conseguente stabilità del RLO. Assumendo che il raggio della stella donatrice e il suo lobo di Roche seguano una legge di potenza del tipo $R_1 \propto M^{\zeta_*}$ e $R_L \propto M^{\zeta_L}$, dove

$$\zeta_* = \frac{d \log(R_1)}{d \log(M)} \quad \zeta_L = \frac{d \log(R_L)}{d \log(M)} \quad (2.10)$$

allora la condizione per avere instabilità è che $\zeta_* < \zeta_L$.

Al contrario, se la stella comincia dal punto A e il suo raggio aumenta fino a raggiungere il punto B dove $R_1 = R_L$, il raggio tenderà a rimanere al di sotto o al limite pari al raggio del proprio lobo. In questo caso il trasferimento di massa si dice stabile: $\zeta_* \geq \zeta_L$.

Da notare che quando c'è perdita di massa $d \log(M) < 0 \implies$ se la stella si espande ($d \log(R) > 0$) si ha $\zeta_* > 0$, altrimenti se si contrae ($d \log(R) < 0$) si ha $\zeta_* < 0$.

A seguito di questi eventi, la stella può rispondere in due tempi scala diversi. Il tempo scala dinamico è legato alla necessità di ripristinare l'equilibrio idrostatico. È dell'ordine dei minuti, quindi è più breve se comparato al tempo scala termico. Questo significa che la perdita di energia e i flussi di calore non sono molto importanti in tempi scala dinamici. Quindi, la risposta della stella donatrice avviene in condizioni adiabatiche

$$\zeta_* = \zeta_{ad} = \left(\frac{d \log(R)}{d \log(M)} \right)_{ad} \implies \text{stabilità per } \zeta_{ad} \geq \zeta_L$$

Il tempo scala termico è legato al ripristino dell'equilibrio termico, ed è rilevante solamente se è stabile in tempi scala dinamici. Quindi in questo tempo scala si ha "stabilità termica" per

$$\zeta_* = \zeta_{eq} = \left(\frac{d \log(R)}{d \log(M)} \right)_{eq} \geq \zeta_L$$

Con queste nuove definizioni è possibile evidenziare 3 casi possibili (Fig.2.5b):

- $\zeta_L \leq \min(\zeta_{ad}, \zeta_{eq})$: il trasferimento di massa è stabile sia a tempi scala dinamici che termici. Avviene in modo ricorrente a tempi scala nucleari ma non è mai instabile. Nel grafico corrisponde al punto S.

- $\zeta_{ad} \geq \zeta_L > \zeta_{eq}$: la stella inizialmente tenderà a contrarsi in tempi scala dinamici ma in tempi scala termici si espanderà a seguito della perdita di massa. Nel grafico corrisponde al punto T.
- $\zeta_L > \zeta_{ad}$: dinamicamente instabile. Corrisponde al punto P nel grafico.

Utilizzando l'equazione 2.7 e 2.9 assieme alla definizione di ζ_L si può ottenere l'espressione $\zeta_L = 2.13 q - 1.67$, valida naturalmente in caso di trasferimento di massa conservativo. La cosa importante da notare è che ζ_L aumenta con q . Si ha che $\zeta_L > 0$ per $q > 0.78$. Valori alti di ζ_L facilitano perciò l'instabilità del trasferimento di massa.

Tornando alle tre fasi in cui una stella supera le dimensioni del suo lobo di Roche (Fig.2.3), si ha che il caso C (stelle nell'AGB) è sempre convettivo per qualsiasi massa della stella. Il trasferimento di massa è generalmente instabile. Nel caso B (stelle nell'RGB) la stella è molto probabile che sia convettiva, quindi c'è trasferimento di massa instabile. Le stelle donatrici molto massicce però non sono ancora convettive, quindi il trasferimento di massa può essere stabile. Il caso A ammette trasferimento di massa stabile se il donatore si trova nella MS. Il donatore ha un inviluppo radiativo.

Pavloskii et al. (2017) [32] hanno mostrato che c'è la possibilità per le binarie di BH con donatore massiccio che avvenga l'instabilità di espansione o quella convettiva. L'instabilità di espansione avviene quando la stella donatrice sperimenta un periodo di veloce espansione in un tempo scala termico, mentre l'instabilità convettiva avviene quando la donatrice ha sviluppato un inviluppo convettivo sufficientemente profondo. Hanno inoltre suggerito l'esistenza di due raggi limite R_U e R_S (con $R_U < R_S$) entro i quali il MT può essere stabile. Il trasferimento di massa è stabile se il raggio del donatore sta tra i due valori R_U e R_S .

2.6 Inviluppo Comune

Generalmente si assume che tutti i casi di trasferimento di massa instabile portino alla formazione di un inviluppo comune (CE). La quantità di massa trasferita è così elevata che il corpo che accresce massa non riesce ad accrescere tutta la massa persa dalla compagna, formando un inviluppo che circonda sia la stella donatrice che la compagna.

C'è la possibilità che il RLO attraverso il punto L_1 possa non avvenire in maniera abbastanza rapida per rimuovere l'inviluppo in espansione della stella donatrice, quindi questa riesce ad estendersi fino a raggiungere il punto L_2 . La massa persa attraverso questo punto può far perdere una grande quantità di momento angolare al sistema tale per cui l'orbita viene rimpicciolita in fretta, con possibile instaurazione di CE[15][29].

L'inviluppo comune ha una dimensione maggiore di quella dell'orbita del sistema, quindi per la conservazione del momento angolare l'inviluppo ruota più lentamente dei due nuclei. Inoltre, i nuclei delle due stelle non si trovano più ad orbitare in uno spazio vuoto ma interagiscono con l'inviluppo. Questo fa sì che, tramite forze d'attrito, il sistema cede energia orbitale all'inviluppo, facendo quindi spiraleggiare le componenti verso l'interno del sistema. Questo processo può rilasciare sufficiente energia per espellere l'intero inviluppo, dando come risultato una binaria con separazione orbitale minore oppure la fusione tra le due stelle. Si può vedere uno schema di come funziona la fase di inviluppo comune in Figura 2.6.

Webbink (1984)[50] propone un formalismo analitico per la descrizione del CE dove la configurazione finale dipende dall'energia di legame iniziale dell'inviluppo e l'energia orbitale iniziale dei due nuclei. L'energia di legame dell'inviluppo è

$$E_{\text{bind},i} = -G \left(\frac{M_1 M_{\text{env}1}}{\lambda_{CE1} R_1} + \frac{M_2 M_{\text{env}2}}{\lambda_{CE2} R_2} \right) \quad (2.11)$$

λ_{CE} è un parametro strutturale che definisce l'energia di legame dell'inviluppo stellare. Esso dipende dalla massa della stella, la sua fase evolutiva, la massa dell'inviluppo convettivo e il suo raggio [5]. Vengono utilizzati i pedici i ed f per le quantità iniziali e finali rispettivamente. L'energia orbitale iniziale dei nuclei è

$$E_{\text{orb},i} = -\frac{1}{2} \frac{G M_{c1} M_{c2}}{a_i} \quad (2.12)$$

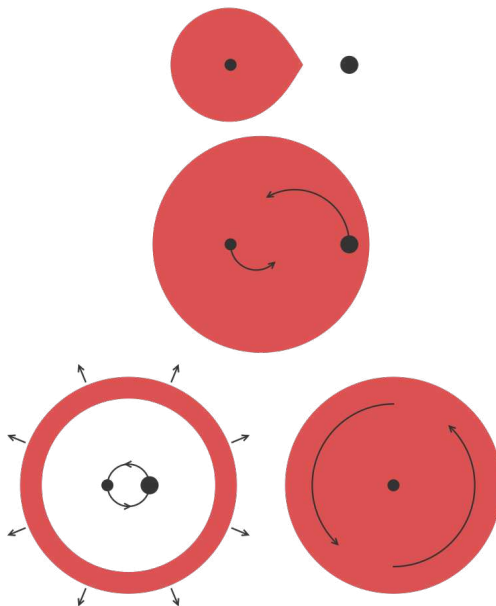


Figura 2.6: Fasi principali dell'evoluzione dell'involuppo comune viste da una prospettiva ortogonale al piano dell'orbita. Nella figura in alto, la stella donatrice riempie il suo lobo di Roche. Nella figura in mezzo, l'involuppo circonda sia il nucleo della stella donatrice che la stella compagna; esse spiraleggiano una verso l'altra. Nella figura in basso sono mostrati i possibili sviluppi del sistema: l'involuppo viene espulso (sinistra) oppure le due stelle si fondono (destra). Immagine di Philip D. Hall.

dove a_i è il semiasse maggiore all'inizio della fase CE.

Si assume che i nuclei spiraleggiano verso l'interno, trasferendo energia orbitale all'involuppo con un'efficienza α_{CE} , un parametro libero inserito a causa dell'incertezza nel suo valore. Si utilizza come valore di quel parametro $\alpha_{CE} \approx 1$, sebbene Regós & Tout (1995) [39] abbiano affermato che probabilmente non è una costante perché dipende dallo stato iniziale dell'involuppo e può variare durante l'evoluzione. Nel caso in cui l'energia sia sufficiente a spazzare via l'involuppo, l'energia orbitale finale è

$$E_{\text{orb},f} = -\frac{1}{2} \frac{G M_{c1} M_{c2}}{a_f} \quad (2.13)$$

da cui si può ottenere la separazione finale a_f dalla seguente uguaglianza

$$E_{\text{bind},i} = \alpha_{CE} (E_{\text{orb},f} - E_{\text{orb},i}) \quad (2.14)$$

Usando a_f nell'Equazione 2.7 è possibile ottenere il lobo di Roche di ciascun nucleo. In questo caso $R_{L1,f}$ usa il rapporto delle masse $q_1 = M_{c1}/M_{c2}$ e $R_{L2,f}$ usa $q_2 = M_{c2}/M_{c1}$.

Se nessuno dei due nuclei riempie il proprio lobo di Roche allora sopravvive una binaria composta dai nuclei delle due stelle con separazione a_f , e l'intero involuppo abbandona il sistema. A seguito della perdita dell'involuppo, della stella donatrice che lo ha perso rimane solo il nucleo scoperto.

Iben & Livio (1993) [20] introducono una diversa trattazione, la loro energia di legame dell'involuppo iniziale non è quella della gigante ma quella della configurazione iniziale di CE, che circonda i nuclei ad un diametro di circa $2a_i$. Questo vuol dire rimpiazzare l'equazione 2.11 con

$$E_{\text{bind},i} = -G \frac{(M_1 + M_2)(M_{\text{env}1} + M_{\text{env}2})}{a_i} \quad (2.15)$$

portando ad una riduzione nell'energia di legame dell'involuppo e quindi ha meno probabilità che il processo termini in una coalescenza dei due nuclei. Un effetto simile può essere

prodotto dalla trattazione precedente aumentando il valore di α_{CE} per valori superiori all'unità, il che è plausibile perché un aumento in α_{CE} può essere previsto se c'è la presenza di altre sorgenti di energia oltre a quella orbitale. Un esempio di queste sorgenti è il bruciamento nucleare nelle shell delle giganti, oppure il bruciamento nucleare sulla superficie di una secondaria degenera.

Nel caso la riserva di energia orbitale non fosse sufficiente ad espellere completamente l'involuppo, i nuclei si fondono generando un'unica stella.

2.7 Onde gravitazionali

Un sistema binario di oggetti compatti emette onde gravitazionali, queste rimuovono energia dal sistema e lo portano a ridurre sia la separazione orbitale che l'eccentricità. La variazione di questa quantità è descritta dalle formule di Peters(1964)[34]:

$$\dot{a} = \frac{64 G^3 M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{5 c^5 a^3 (1 - e^2)^{7/2}} \left(1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4 \right) \quad (2.16)$$

$$\dot{e} = -\frac{304 G^3 M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{15 c^5 a^4 (1 - e^2)^{5/2}} \left(1 + \frac{121}{304} e^2 \right) e \quad (2.17)$$

Assumendo che l'eccentricità rimanga costante durante l'evoluzione, si ottiene un tempo scala che permette di arrivare alla coalescenza della binaria:

$$t_{\text{peters}} = \frac{5}{256} \frac{c^5}{G^3} \frac{a^4}{M_1 M_2 (M_1 + M_2)} \frac{(1 - e^2)^{7/2}}{\left(1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4 \right)} \quad (2.18)$$

Capitolo 3

Metodologia

3.1 Il codice SEVN

SEVN [42] [41] [43] [27] (Stellar EVolution for N-body) è un codice BPS rapido che calcola l'evoluzione stellare tramite l'interpolazione di tracce stellari precalcolate grazie a codici di evoluzione stellare, come **PARSEC** [3] e **MESA** [33].

I modelli di evoluzione stellare utilizzati in **SEVN** possono essere facilmente cambiati o aggiornati caricando una nuova serie di tabelle. **SEVN** permette di scegliere all'avvio il tipo di tabelle stellari da utilizzare, senza dover modificare la struttura interna del codice e senza doverlo ricompilare.

Le tabelle di cui fa uso **SEVN** contengono i dati relativi all'evoluzione delle proprietà principali di una serie di tracce stellari definite dalla loro massa iniziale M_{ZAMS} e metallicità Z , assumendo che nei modelli stellari sia già inclusa la perdita di massa dovuta a venti stellari. Vengono richiesti due tipi di tabelle: una per le stelle che iniziano la loro vita dalla sequenza principale (MS) bruciando idrogeno (H-stars) e l'altra per le stelle che hanno perso l'involuppo di idrogeno (pure-He stars).

L'interpolazione delle proprietà dell'evoluzione stellare migliora in modo significativo se viene usata la percentuale di vita di una stella invece del valore assoluto del tempo [43]. In **SEVN**, l'evoluzione di una stella viene divisa in sette fasi distinte. La fase dal tempo $t = 0$ fino all'avvio del bruciamento dell'idrogeno nel nucleo è la pre-main sequence (PMS, fase 0). Durante il bruciamento dell'idrogeno nel nucleo la stella si trova nella fase di sequenza principale (MS, fase 1) fino a che il nucleo di elio aumenta e la stella entra nella fase terminale della sequenza principale (terminal age MS, fase 2). La fase successiva avviene quando l'idrogeno nel nucleo si è esaurito completamente e la stella inizia il bruciamento dell'idrogeno presente in un sottile strato attorno al nucleo di elio (shell H burning, fase 3). Dopodiché avviene il bruciamento di elio nel nucleo (core He burning, fase 4) fino a che il nucleo di CO (carbonio e ossigeno) inizia a crescere e si raggiunge la fase terminale del bruciamento dell'elio nel nucleo (terminal-age core He burning, fase 5) per poi seguire l'avvio del bruciamento dell'elio in uno strato attorno al nuovo nucleo appena l'elio viene esaurito nel nucleo (shell He burning, fase 6). La fase finale avviene quando il tempo dell'evoluzione supera il tempo di vita della stella, quindi rimane un oggetto compatto (remnant, fase 7). Una stella può perdere il suo strato di idrogeno a seguito dei venti stellari e delle interazioni binarie. **SEVN** tratta queste stelle come Wolf-Rayet (WR) se la massa del nucleo di elio è maggiore del 97.9% della massa totale, e di conseguenza la stella finisce in una nuova traccia di interpolazione nelle tabelle per le pure-He stars. Queste stelle seguono le stesse fasi però partendo dalla fase 4. È possibile che queste stelle perdano anche tutto il loro involuppo di elio lasciando solamente il nucleo di CO; per questi oggetti **SEVN** non ha fasi specifiche, quindi li evolve in maniera passiva (le proprietà non variano) fintanto che la stella esplosa come una SN.

Le proprietà di ciascuna stella ad un dato istante sono stimate tramite interpolazione. Quando una stella di massa M_{ZAMS} e metallicità Z è inizializzata, **SEVN** le assegna quattro tracce di interpolazione dalle tabelle; queste tracce hanno due metallicità ($Z_1 \leq Z \leq Z_2$) e quattro masse ($M_{ZAMS,1/3} \leq M_{ZAMS} < M_{ZAMS,2/4}$) diverse da quelle della stella considerata. Le proprietà della stella vengono stimate a seguito di una combinazione dei parametri delle 4 tracce stellari.

3.1.1 Formazione oggetto compatto

Un oggetto compatto viene formato quando il tempo di evoluzione supera quello del tempo di vita di una stella. In base alla massa finale del nucleo di CO ($M_{CO,f}$) si possono avere destini diversi della stella:

- $M_{CO,f} < 1.38 M_{\odot}$, si forma una nana bianca.
- $1.38 M_{\odot} \leq M_{CO,f} < 1.44 M_{\odot}$, esplosione di una electron capture supernova che produce una stella di neutroni (NS) [16].
- $M_{CO,f} \geq 1.44 M_{\odot}$, esplosione di una core-collapse supernova che produce una NS o un buco nero (BH).

In queste simulazioni viene utilizzato il modello di core-collapse supernova basato sul modello di Fryer et al. (2012)[10].

3.2 Evoluzione del sistema binario

3.2.1 Stabilità del MT in SEVN

In **SEVN** il Roche Lobe Overflow (RLO) avviene quando il raggio di una delle due stelle è maggiore o uguale al raggio del lobo di Roche (RL, Equazione 2.7), e termina quando questa condizione non è più soddisfatta o quando il trasferimento di massa porta alla coalescenza dei due corpi o ad un involucro comune (CE).

Come descritto in sezione 2.5.2, per valutare la stabilità del trasferimento di massa si può comparare la risposta alla perdita di massa della stella donatrice alla variazione del suo lobo di Roche tramite le equazioni 2.10 proposte da Webbink (1985) [51]. I codici BPS implementano però un formalismo semplificato in cui la stabilità del trasferimento di massa viene valutata comparando il rapporto delle masse q con un valore critico q_c . Se $q > q_c$ si considera la condizione di trasferimento di massa instabile in un tempo-scala dinamico. Il valore di q_c è quindi considerato alto (> 2) per le stelle con involucri radiativi, e più piccolo per quelle con involucri convettivi.

Oltre a questo criterio per la stabilità del trasferimento di massa, **SEVN** considera dei casi speciali. Se il lobo di Roche (RL) è più piccolo del raggio del nucleo della stella donatrice, il trasferimento di massa è sempre considerato instabile, quindi viene ignorato il criterio di stabilità scelto. Se entrambe le stelle hanno un raggio $R \geq R_L$ viene assunto che l'evoluzione porta ad un CE (quando almeno una delle due stelle ha una chiara separazione tra nucleo e involucro) o ad una coalescenza delle due componenti (per le fasi successive).

3.2.2 Scenari di trasferimento di massa

Lo scopo di questa tesi è quello di analizzare la differenza nelle proprietà dei buchi neri, ottenute tramite tre modelli diversi che trattano in maniera diversa il criterio di stabilità del trasferimento di massa q_c .

Il primo modello è il fiducial, che corrisponde al modello introdotto da Iorio et al. (2023) [21] che usa lo stesso tipo di q_c di Hurley et al. (2002)[19], ma il trasferimento di massa si assume essere sempre stabile per stelle donatrici con involucro radiativo, quindi stelle nella fase di MS o Hertzsprung-gap (HG, regione tra la sequenza principale e il ramo delle giganti rosse).

Il secondo modello, *mtstable*, considera un trasferimento di massa sempre stabile, qualsiasi sia la fase della stella.

Il terzo modello, *mtshao*, usa gli stessi dati di q_c di Hurley et al. (2002) ad eccezione dei BH accrescenti dove in quel caso vengono utilizzate delle equazioni ricavate in modo sperimentale per determinare i casi in cui il trasferimento di massa diventa instabile.

3.2.3 Modello di Shao

Shao & Li (2021) [40] hanno esplorato gli effetti della stabilità del trasferimento di massa e dell'evoluzione dell'involuppo comune nei sistemi binari di buchi neri con compagni compatti. Utilizzando il codice MESA, hanno ottenuto una grande griglia di simulazioni dettagliate dell'evoluzione di questi sistemi, da cui sono stati ricavati dei criteri per determinare l'instaurarsi del trasferimento di massa (in)stabile. Rispetto ad altri studi, questi criteri permettono la stabilità del trasferimento di massa anche in casi dove non veniva considerato possibile.

Dai loro risultati, il trasferimento di massa nelle binarie di buchi neri è sempre stabile se il rapporto delle masse q è più piccolo del valore minimo $q_{min} \sim 1.5 - 2.0$, ed è sempre instabile se il rapporto delle masse è maggiore di $q_{max} \sim 2.1 + 0.8 M_{BH}$, dove M_{BH} è la massa del buco nero. Per binarie con un rapporto di massa tra q_{min} e q_{max} si verifica un trasferimento di massa instabile se il raggio della stella donatrice $R_d < R_S \sim 6.6 - 26.1 q + 11.4 q^2$ oppure $R_d > R_U \sim -173.8 + 45.5 M_d - 0.18 M_d^2$. I raggi e le masse sono espressi in unità solari.

Queste equazioni vengono utilizzate nel modello di Shao per determinare se le binarie di BH entrano nell'evoluzione CE nelle simulazioni di BPS. Ci sono, però, delle eccezioni che hanno la priorità sulle equazioni appena definite. Per le binarie di buchi neri con stelle pure-He donatrici viene assunto che possono sempre evitare l'evoluzione CE, mentre per quelle con nane bianche (WD) donatrici si assume il trasferimento di massa stabile se $q = M_{WD}/M_{BH} < 0.628$ [19].

3.3 Formazione delle binarie di buchi neri

Le binarie di buchi neri possono formarsi attraverso percorsi evolutivi diversi. Spesso le binarie passano per uno o più episodi di trasferimento di massa, che può essere stabile o instabile. La storia evolutiva dipende dalle binarie considerate e da altri parametri, come la metallicità. Per studiare l'evoluzione delle binarie di buchi neri, in questo lavoro seguiremo la classificazione proposta da Broekgaarden+2021[4]. I quattro principali canali di formazione sono:

- Il Canale I (CI) include tutti i sistemi in cui avviene un trasferimento di massa stabile prima della formazione del primo oggetto compatto, e che successivamente evolvono attraverso almeno una fase CE. [46][44][1][30][25].
- Il Canale II (CII) tratta i sistemi che interagiscono solamente attraverso episodi di trasferimento di massa stabili[32][47][17][31][25][28][11].
- Il Canale III (CIII) contiene i sistemi che sviluppano almeno un CE prima della formazione del primo compatto. Inoltre, alla formazione del primo compatto il sistema è formato da una stella ricca di idrogeno (H-star) ed una senza involuppo di idrogeno (stella pure-He oppure naked-CO). Il caso più comune è che prima del primo compatto avviene una sola fase CE in cui la stella meno evoluta non ha ancora un nucleo bel sviluppato (caso di CE a nucleo singolo).
- Il Canale IV (CIV) è simile al terzo con la differenza che al momento della formazione del primo oggetto compatto entrambe le stelle hanno perso il loro involuppo di idrogeno. Il caso più comune vede una sola fase CE precedentemente al primo compatto ed entrambe le stelle hanno una chiara separazione tra nucleo e involuppo (caso di CE a doppio nucleo).

Due canali meno frequenti sono il Canale 0 (C0) che non presenta interazioni durante tutta l'evoluzione del sistema binario, e il Canale V (CV) dove non avvengono interazioni prima della formazione del primo oggetto compatto.

3.4 Simulazioni

Con *SEVN* sono stati simulati 5×10^6 sistemi binari che possono assumere diverse metallicità e diverse assunzioni sulla stabilità del trasferimento di massa. Tra questi, sono stati selezionati quelli che terminavano come sistemi binari di buchi neri. Le componenti dei sistemi vengono inizializzate come stelle nella zero-age main sequence (ZAMS, sono le stelle che iniziano a bruciare per la prima volta l'idrogeno nel proprio nucleo). L'evoluzione continua fino a che entrambe le stelle di un sistema binario non diventano oggetti compatti.

Nello script che esegue il programma, vengono specificati tutti i parametri utili a definire come vanno ad evolvere i singoli oggetti. Un esempio di alcuni parametri importanti utilizzati nelle simulazioni di questa tesi sono:

- fattore di Eddington: 1;
- frazione della massa persa dalla stella primaria tramite RLO che viene acquisita dalla compagna: 0.5;
- trasferimento di massa sempre stabile se proviene da stelle radiative e pure-He in sequenza principale;
- per l'involuppo comune si usano i coefficienti $\alpha_{CE} = 3$ (Sezione 2.6) per l'energia di legame, e un λ variabile che dipende dalle proprietà e stadio evolutivo della stella (Claeys 2014[6] e Iorio 2023[21])

Capitolo 4

Analisi dati

4.1 Modello fiducial

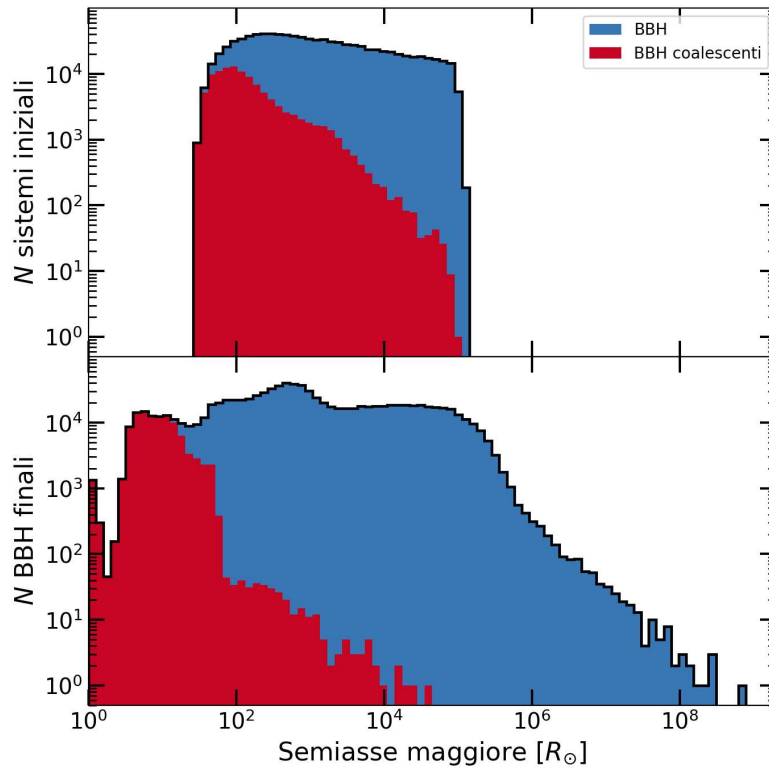


Figura 4.1: Distribuzione del semiasse maggiore dei sistemi all'inizio della simulazione e nel momento in cui le componenti sono diventate dei buchi neri.

La variazione della distribuzione del semiasse maggiore del sistema binario è mostrata nella Figura 4.1; in alto si trovano i sistemi ad inizio simulazione, e in basso quelli alla formazione dei due buchi neri. I due colori distinguono l'intera popolazione di buchi neri (blu) e quelli coalescenti (rosso). Un effetto evidente è che, a seguito delle interazioni tra le due stelle, il sistema si allarga e si restringe di diversi ordini di grandezza. Le distanze minori sono tutte assunte dalle binarie di buchi neri coalescenti.

Figura 4.2 mostra come cambia la distribuzione dell'eccentricità con il semiasse maggiore; lo stadio iniziale del sistema è rappresentato dai due grafici in alto, e in basso il sistema alla formazione dei due buchi neri. Nelle colonne a sinistra e destra si trovano rispettivamente gli istogrammi dell'intera popolazione di binarie di buchi neri e quella dei buchi neri coalescenti

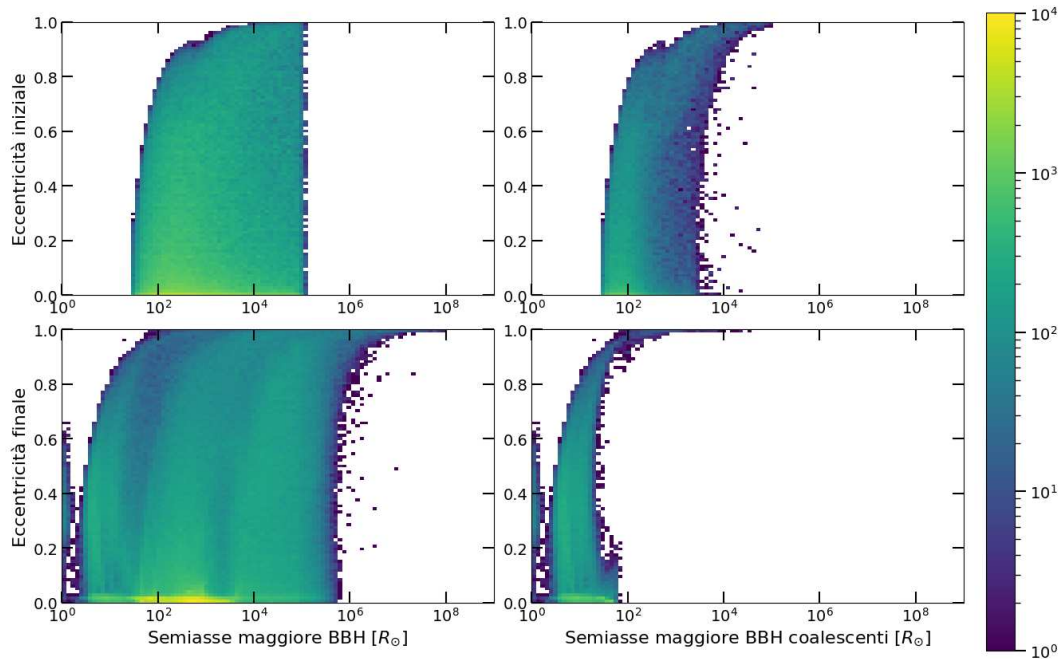


Figura 4.2: Distribuzione dell'eccentricità in funzione del semiasse maggiore all'inizio della simulazione e alla formazione della binaria di buchi neri per tutta la popolazione di buchi neri e per quelli coalescenti.

(quelli che riescono ad emettere onde gravitazionali entro il tempo di Hubble ~ 14 Gyr [35]). La scala di colore indica la quantità di oggetti presenti ad un certo intervallo di eccentricità e di semiasse maggiore; più oggetti sono presenti e più il colore tende verso il giallo. Le zone bianche indicano l'assenza di sistemi con tali proprietà.

È possibile notare come in generale le orbite vengano circolarizzate (eccentricità ≈ 0) a seguito del trasferimento di massa e dell'involuppo comune. Si può notare, inoltre, che le binarie di buchi neri si formano preferenzialmente con semiasse maggiore $\sim 10^3 R_\odot$.

La distribuzione delle masse del buco nero più pesante (M_1) ci permette di capire meglio le differenti proprietà tra binarie coalescenti e non; in Figura 4.3 questi sono rispettivamente mostrati nel grafico in basso e in alto. In ascissa sono presenti le masse dei buchi neri primari in unità solari e in ordinata la loro abbondanza in scala logaritmica. Entrambi i grafici mostrano tramite l'utilizzo di diversi colori la distribuzione di massa al variare della metallicità della stella progenitrice. Colori chiari indicano metallicità alte, mentre i colori scuri quelle più basse.

La prima differenza che si può notare è che diminuendo la metallicità è possibile ottenere buchi neri più massicci che possono raggiungere le $90 M_\odot$ nel caso di binarie non coalescenti, mentre a basse metallicità questo limite è decisamente più basso. Questa differenza è attribuibile all'effetto dei venti stellari: le stelle con bassa metallicità generano venti stellari meno intensi rispetto a quelle ad alta metallicità. Di conseguenza, le stelle con metallicità minore mantengono più massa durante la loro evoluzione, aumentando così la probabilità che collassino in un buco nero[8][26][17][48].

Tra le due popolazioni c'è una differenza di massa evidente che mostra come le binarie di buchi neri coalescenti tendano ad essere formati da buchi neri poco massicci; a bassa metallicità il valore più alto raggiunge le $60 M_\odot$. La differenza tra queste popolazioni è dovuta al fatto che i BBH coalescenti passano diverse fasi di trasferimento di massa e/o fasi CE per fare in modo che la loro orbita diventi abbastanza stretta da permetterne la coalescenza; quindi, c'è bisogno di una perdita di massa per formare BBH coalescenti e non è possibile formare buchi neri con massa $\gg 50 M_\odot$ [17]. Inoltre, a basse metallicità non si formano buchi neri con $M \gtrsim 60 M_\odot$ perché c'è il fenomeno della pair instability nelle supernovae, ovvero la stella non forma nessun oggetto compatto. Al contrario, le stelle

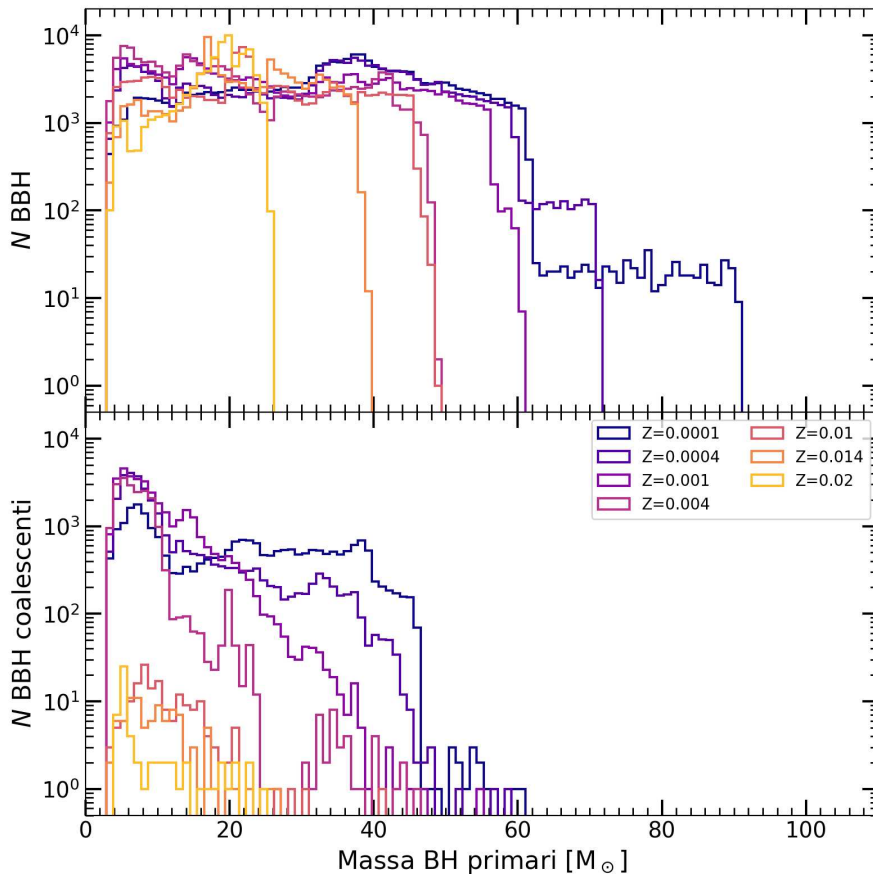


Figura 4.3: Distribuzione di massa dell'intera popolazione di BH e quella dei BH coalescenti.

massicce all'interno di sistemi binari larghi non perdono massa attraverso il Roche Lobe Overflow (RLO) o la formazione dell'involuppo comune (CE), mantenendo così una parte significativa del loro involucro di idrogeno fino al momento del collasso del nucleo. Nel caso in cui una supernova core-collapse non si verifichi con successo, l'involuppo stellare può collassare direttamente in un buco nero, consentendo la formazione di buchi neri di massa maggiore. Il numero di BH primari massicci ($> 20 M_{\odot}$) aumenta al diminuire di Z perché la coalescenza di BH entro il tempo di Hubble avviene solo per quelli più massicci a bassa Z [7].

Dopo aver visto come varia la massa del buco nero primario per i diversi sistemi, è interessante studiare come sia distribuito il rapporto tra le masse all'interno del sistema. La Figura 4.4 mostra il rapporto tra la massa del BH secondario M_2 e quello primario M_1 ; anche in questo caso si usano diversi colori per mostrare la distribuzione delle diverse metallicità. Il grafico in alto rappresenta l'intera popolazione di BH e quello in basso quelli coalescenti. Lungo l'asse delle ascisse si trova il rapporto di massa M_2/M_1 che naturalmente assumerà valori compresi tra 0 ed 1.

Indipendentemente dalla metallicità, l'andamento del rapporto di massa dei sistemi è simile, con una predominanza di sistemi con la stessa massa; anche in questo caso i sistemi a metallicità più bassa superano in quantità quelli con metallicità più alta. Si vede inoltre che minore è la metallicità e minore può essere il rapporto di massa, quindi è possibile avere differenze di massa maggiori tra il BH primario e quello secondario. Questa cosa avviene in modo simile anche per i BBH coalescenti, però è diverso il comportamento che assumono le distribuzioni a metallicità diverse.

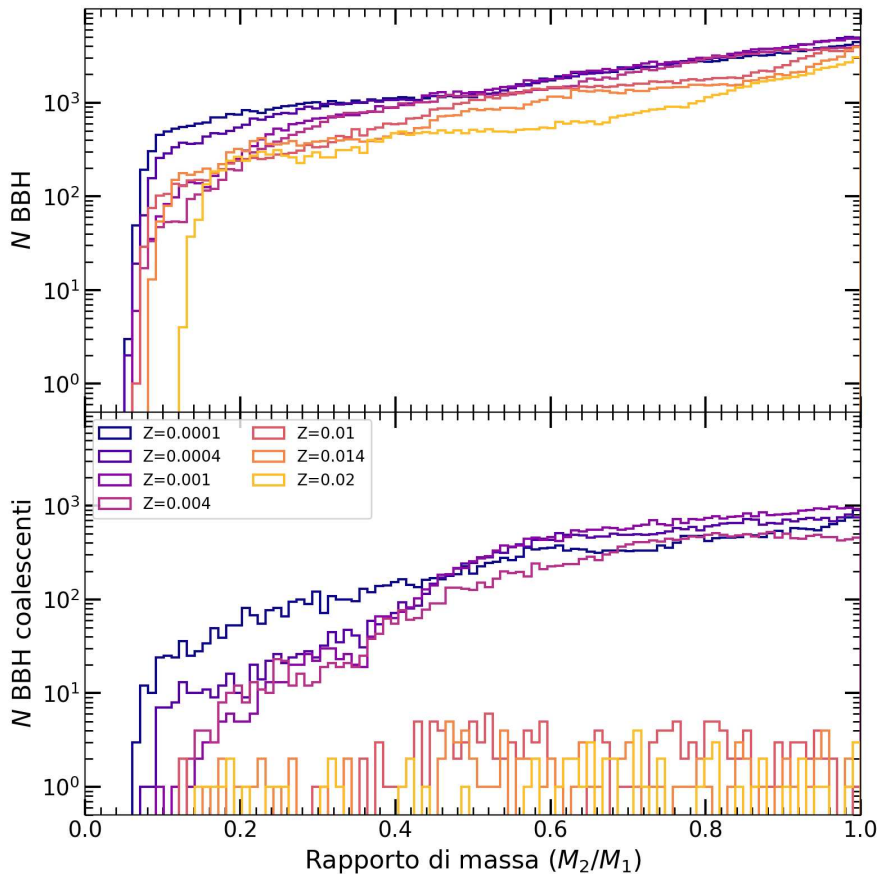


Figura 4.4: Distribuzione del rapporto di massa $q_2 = M_2/M_1$ dell'intera popolazione di BH e quelli coalescenti.

4.2 Comparazione modelli

Dopo aver visto come variano alcune delle proprietà principali dei sistemi binari di buchi neri nel caso di simulazioni tramite il modello fiducial, si va ora ad analizzare come cambia la distribuzione di massa di questi sistemi al variare del modello utilizzato. Queste differenze sono osservabili nella Figura 4.5 dove i grafici disposti lungo la colonna di sinistra contengono la massa dei buchi neri primari dell'intera popolazione di BBH, mentre la colonna di destra quella dei BBH coalescenti. Le righe identificano la distribuzione di questi sistemi ad una specifica metallicità. Gli istogrammi di colore blu si riferiscono al modello fiducial, quelli di colore arancione al modello mtshao, e quelli di colore verde al modello mtstable.

I tre modelli si comportano in modo simile quando si tratta di modellare l'intera popolazione a basse metallicità, mentre le differenze importanti si iniziano a vedere per i sistemi con metallicità solare ($Z \sim 0.014$) e per buchi neri di piccola massa ($M < 20 M_\odot$). Il modello del trasferimento di massa sempre stabile (mtstable) produce più buchi neri di masse piccole rispetto al modello fiducial, mentre il modello di Shao di meno.

Per la popolazione di BBH coalescenti i modelli non concordano per nessuna metallicità e, anzi, le differenze sono molto più evidenti rispetto al caso precedente. Negli intervalli di metallicità da $Z = 0.0001$ a $Z = 0.004$, i modelli differiscono per i buchi neri di massa piccola; a differenza dell'intera popolazione, in questo caso anche il modello mtstable produce un numero di buchi neri minore rispetto al modello fiducial. A metallicità maggiori di quella solare è difficile poter confrontare i tre modelli visto il piccolo numero di sistemi coalescenti con questa metallicità, però sembra che ci sia la tendenza per il modello mtshao di produrre buchi neri meno massicci.

Nella sezione 3.3 è stata introdotta la classificazione di Broekgaarden+2021 per comprendere

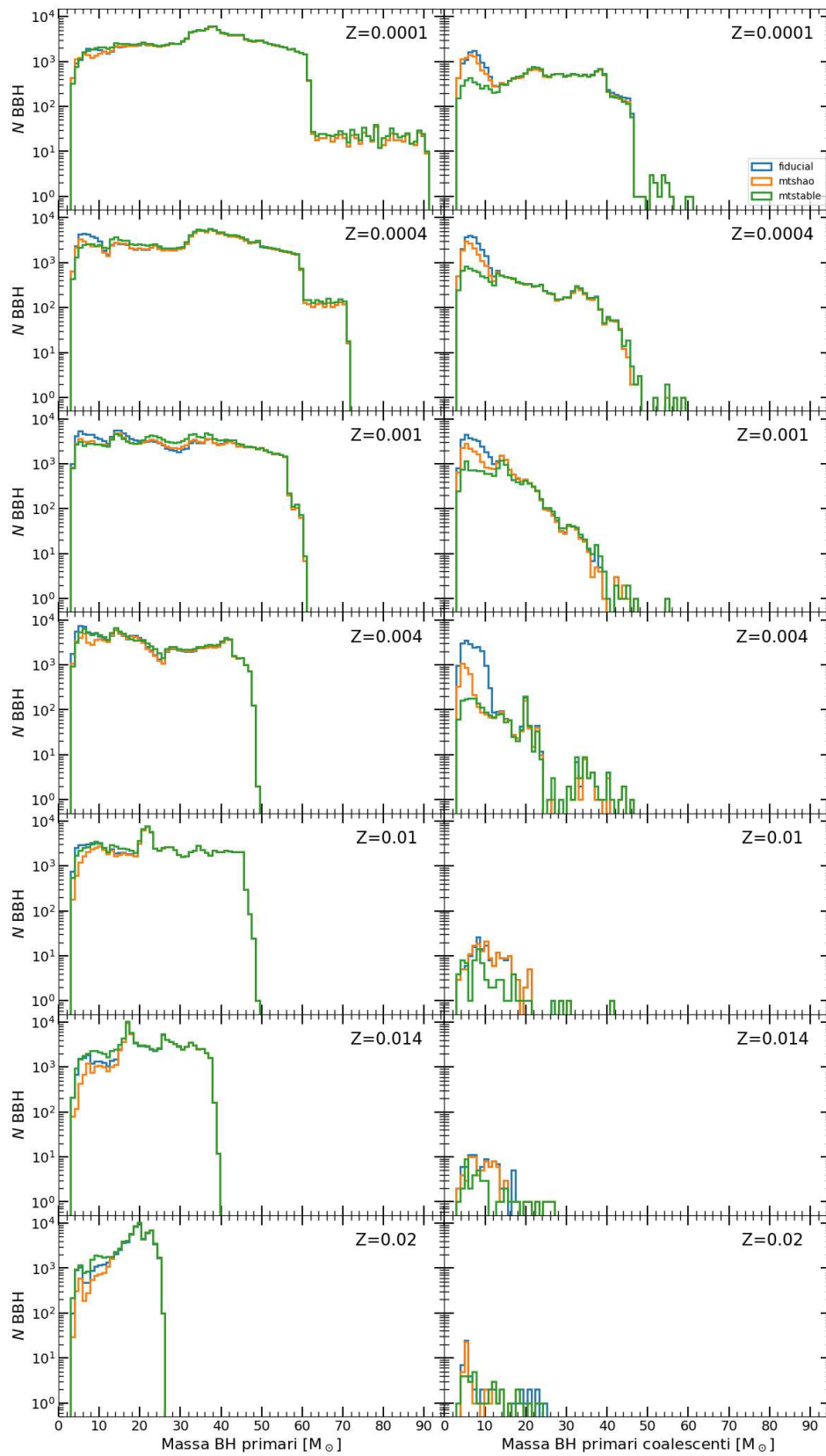


Figura 4.5: Differenza della distribuzione di massa dei tre modelli al variare della metallicità. Nella colonna di sinistra sono presenti le masse dei BH primari dell'intera popolazione di BBH, mentre a destra quelle dei BH primari nei sistemi di BBH coalescenti.

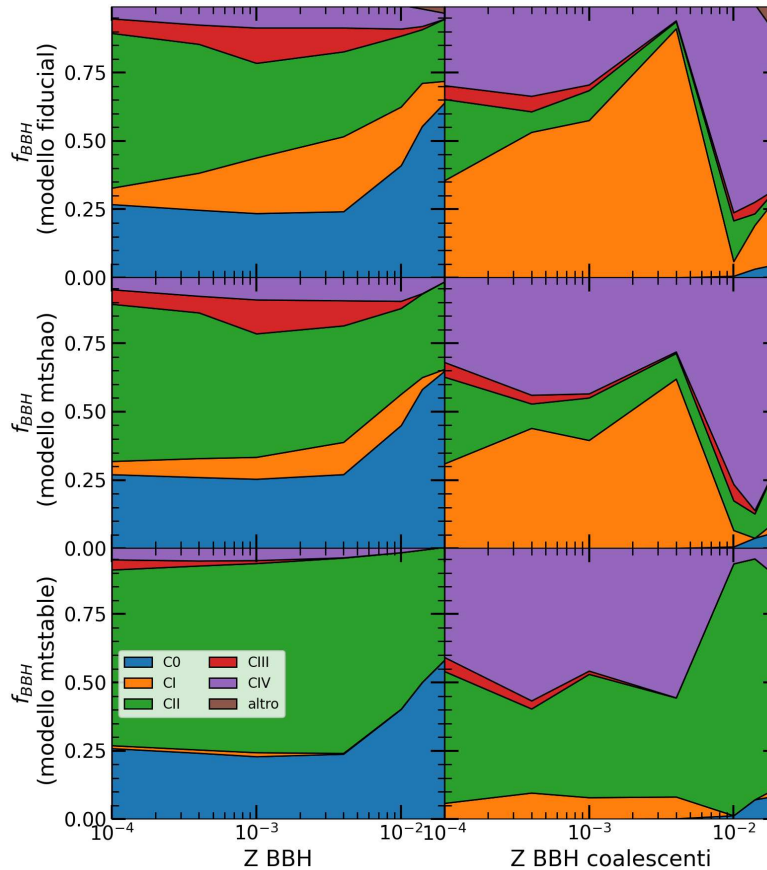


Figura 4.6: Frazione relativa di sistemi prodotti attraverso cinque canali (C0-CIV) in funzione della metallicità per buchi neri binari nei tre modelli fiducial, mtshao e mtstable.

la storia evolutiva delle binarie sulla base del tipo e numero di episodi di trasferimento di massa. Di seguito, si studia l'abbondanza di questi canali di formazione per i diversi modelli di trasferimento di massa testati. Nella Figura 4.6, le colonne identificano i grafici che rappresentano l'intera popolazione di BBH (sinistra) e quella di BBH coalescenti (destra), mentre le righe identificano il tipo di modello utilizzato per la simulazione. Ogni grafico ha in ascissa la metallicità del sistema e in ordinata la frazione relativa dei sistemi prodotti attraverso i diversi canali.

I canali C1, C3 e C4 prevedono l'instaurarsi di almeno una fase CE durante l'evoluzione del sistema, quindi dai grafici è possibile notare come il modello fiducial favorisca l'evoluzione CE rispetto ai modelli mtshao e mtstable. Come è stato spiegato precedentemente, la fase CE fa perdere massa al sistema a seguito dell'espulsione dell'involucro, portando alla formazione di buchi neri di piccola massa; questo spiega l'abbondanza di buchi neri di piccola massa nei grafici della distribuzione di massa dei BBH coalescenti, in particolare da parte del modello fiducial.

Il CE tende a dare sistemi con un rapporto di massa $q \sim 1$, mentre il trasferimento di massa stabile tende a darne con q bassi. Dai grafici dei canali del modello fiducial si vede che la maggior parte del trasferimento di massa stabile si trova a metallicità basse, cosa che viene evidenziata nei grafici della distribuzione dei rapporti di massa dei BBH (Fig. 4.4).

Nonostante i BBH siano dominati dai canali C0 e C2, si vede dalla popolazione dei BBH coalescenti che è lo stesso presente una fase CE anche nei casi in cui viene forzata la stabilità del trasferimento di massa (grafico in basso a destra). Questo perché ci sono due casi in cui SEVN avvia una fase di CE anche in presenza di trasferimento di massa stabile o in assenza di interazioni, ovvero quando entrambe le stelle riempiono il loro lobo di Roche (caso di binaria a contatto, descritto in maggior parte dal canale C4) e quando avviene

una collisione al periastro (prevalentemente descritto dai canali CI e CIII). Questi due casi in cui viene forzato il CE non sono molto frequenti, però sono processi molto più efficienti del trasferimento di massa stabile per il restringimento delle orbite, favorendo quindi minori tempi di coalescenza.

Capitolo 5

Conclusioni

In questa tesi ho studiato con l'utilizzo del codice `SEVN` come cambiano le proprietà delle binarie di buchi neri a seguito della loro evoluzione. Ho comparato l'intera popolazione di buchi neri binari con quella composta da soli buchi neri coalescenti, mettendone in evidenza le differenze. Questi sistemi sono stati analizzati studiandone proprietà come semiasse maggiore, eccentricità dell'orbita, massa e canali di formazione. Nei codici di sintesi di popolazione binaria, la stabilità del trasferimento di massa viene valutata a seguito di un confronto tra le masse delle componenti del sistema; se il rapporto delle masse q è superiore ad un valore critico q_c , allora il trasferimento di massa viene considerato instabile. Ci sono diversi modelli che definiscono quali siano i possibili valori di q_c , e in questa tesi ne ho testati tre.

Dalle analisi condotte è facile notare l'influenza della metallicità sulle proprietà e sulla formazione delle binarie di buchi neri: le stelle con bassa metallicità perdono meno massa attraverso i venti stellari, aumentando così la probabilità di formare buchi neri massicci alla fine del loro ciclo vitale. Al contrario, le stelle con alta metallicità tendono a perdere più massa e, quindi, a formare maggiormente buchi neri di piccola massa.

Anche i valori iniziali di distanza orbitale ed eccentricità incidono nella determinazione della massa finale dei buchi neri binari, infatti i sistemi binari più stretti ed eccentrici presentano una maggiore probabilità di perdita di massa a seguito di interazioni di tipo mareale e collisionale.

I tre modelli che ho utilizzato mostrano differenze nel numero prodotto di buchi neri di massa piccola, che si fa più evidente all'aumentare della metallicità del sistema. Attraverso i canali di formazione dei BBH è più frequente che le binarie non interagiscano o che il trasferimento di massa sia stabile; per i BBH coalescenti, invece, sono più frequenti le fasi di involuppo comune. Questo mostra il ruolo fondamentale che ha la fase di involuppo comune nella formazione di BH coalescenti: aiuta a ridurre l'orbita del sistema e permette ai buchi neri di emettere onde gravitazionali entro un tempo di Hubble. Questo vale anche nel caso in cui venga forzato il trasferimento di massa stabile tra le due componenti.

Bibliografia

- [1] K. Belczynski, T. Bulik, A. Olejak, M. Chruslinska, N. Singh, N. Pol, L. Zdunik, R. O’Shaughnessy, M. McLaughlin, D. Lorimer, O. Korobkin, E. P. J. van den Heuvel, M. B. Davies, and D. E. Holz. Binary neutron star formation and the origin of gw170817, 2018.
- [2] H. Bondi and F. Hoyle. On the mechanism of accretion by stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 104:273, January 1944.
- [3] Alessandro Bressan, Paola Marigo, Léo. Girardi, Bernardo Salasnich, Claudia Dal Cero, Stefano Rubele, and Ambra Nanni. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427(1):127–145, November 2012.
- [4] Floor S. Broekgaarden, Edo Berger, Coenraad J. Neijssel, Alejandro Vigna-Gómez, Debatri Chattopadhyay, Simon Stevenson, Martyna Chruslinska, Stephen Justham, Selma E. de Mink, and Ilya Mandel. Impact of massive binary star and cosmic evolution on gravitational wave observations I: black hole-neutron star mergers. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 508(4):5028–5063, December 2021.
- [5] J. S. W. Claeys, O. R. Pols, R. G. Izzard, J. Vink, and F. W. M. Verbunt. Theoretical uncertainties of the Type Ia supernova rate. *Astronomy & Astrophysics*, 563:A83, March 2014.
- [6] Claeys, J. S. W., Pols, O. R., Izzard, R. G., Vink, J., and Verbunt, F. W. M. Theoretical uncertainties of the type ia supernova rate. *A&A*, 563:A83, 2014.
- [7] Guglielmo Costa, Michela Mapelli, Giuliano Iorio, Filippo Santoliquido, Gastón J Escobar, Ralf S Klessen, and Alessandro Bressan. Massive binary black holes from population ii and iii stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 525(2):2891–2906, August 2023.
- [8] Michal Dominik, Krzysztof Belczynski, Christopher Fryer, Daniel E. Holz, Emanuele Berti, Tomasz Bulik, Ilya Mandel, and Richard O’Shaughnessy. Double Compact Objects. I. The Significance of the Common Envelope on Merger Rates. *The Astrophysical Journal*, 759(1):52, November 2012.
- [9] P. P. Eggleton. Aproximations to the radii of Roche lobes. *The Astrophysical Journal*, 268:368–369, May 1983.
- [10] Chris L. Fryer, Krzysztof Belczynski, Grzegorz Wiktorowicz, Michal Dominik, Vicky Kalogera, and Daniel E. Holz. Compact remnant mass function: Dependence on the explosion mechanism and metallicity. *The Astrophysical Journal*, 749(1):91, March 2012.
- [11] Monica Gallegos-Garcia, Christopher P. L. Berry, Pablo Marchant, and Vicky Kalogera. Binary Black Hole Formation with Detailed Modeling: Stable Mass Transfer Leads to Lower Merger Rates. *The Astrophysical Journal*, 922(2):110, December 2021.
- [12] Hongwei Ge, Michael S. Hjellming, Ronald F. Webbink, Xuefei Chen, and Zhanwen Han. Adiabatic Mass Loss in Binary Stars. I. Computational Method. *The Astrophysical Journal*, 717(2):724–738, July 2010.

- [13] Hongwei Ge, Ronald F. Webbink, Xuefei Chen, and Zhanwen Han. Adiabatic Mass Loss in Binary Stars. II. From Zero-age Main Sequence to the Base of the Giant Branch. *The Astrophysical Journal*, 812(1):40, October 2015.
- [14] Hongwei Ge, Ronald F. Webbink, Xuefei Chen, and Zhanwen Han. Adiabatic Mass Loss in Binary Stars. III. From the Base of the Red Giant Branch to the Tip of the Asymptotic Giant Branch. *The Astrophysical Journal*, 899(2):132, August 2020.
- [15] Hongwei Ge, Ronald F. Webbink, and Zhanwen Han. The thermal equilibrium mass-loss model and its applications in binary evolution. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 249(1):9, July 2020.
- [16] Nicola Giacobbo and Michela Mapelli. The impact of electron-capture supernovae on merging double neutron stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 482(2):2234–2243, 10 2018.
- [17] Nicola Giacobbo and Michela Mapelli. The progenitors of compact-object binaries: impact of metallicity, common envelope and natal kicks. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 480(2):2011–2030, 07 2018.
- [18] Jarrod R. Hurley, Onno R. Pols, and Christopher A. Tout. Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 315(3):543–569, 07 2000.
- [19] Jarrod R. Hurley, Christopher A. Tout, and Onno R. Pols. Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 329(4):897–928, February 2002.
- [20] Jr. Iben, Icko and Mario Livio. Common Envelopes in Binary Star Evolution. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 105:1373, December 1993.
- [21] Giuliano Iorio, Michela Mapelli, Guglielmo Costa, Mario Spera, Gastón J. Escobar, Cecilia Sgalletta, Alessandro A. Trani, Erika Korb, Filippo Santoliquido, Marco Dall’Amico, Nicola Gaspari, and Alessandro Bressan. Compact object mergers: exploring uncertainties from stellar and binary evolution with SEVN. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 524(1):426–470, September 2023.
- [22] Robert G. Izzard, Philip D. Hall, Thomas M. Tauris, and Christopher A. Tout. Common envelope evolution. In *Planetary Nebulae: An Eye to the Future*, volume 283, pages 95–102, August 2012.
- [23] Klencki, Jakub, Nelemans, Gijs, Istrate, Alina G., and Chruslinska, Martyna. It has to be cool: Supergiant progenitors of binary black hole mergers from common-envelope evolution. *A&A*, 645:A54, 2021.
- [24] Claus Leitherer, Carmelle Robert, and Laurent Drissen. Deposition of Mass, Momentum, and Energy by Massive Stars into the Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal*, 401:596, December 1992.
- [25] Ilya Mandel and Tassos Fragos. An alternative interpretation of gw190412 as a binary black hole merger with a rapidly spinning secondary. *The Astrophysical Journal Letters*, 895(2):L28, May 2020.
- [26] M. Mapelli, L. Zampieri, E. Ripamonti, and A. Bressan. Dynamics of stellar black holes in young star clusters with different metallicities – I. Implications for X-ray binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 429(3):2298–2314, 01 2013.
- [27] Michela Mapelli, Mario Spera, Enrico Montanari, Marco Limongi, Alessandro Chieffi, Nicola Giacobbo, Alessandro Bressan, and Yann Bouffanais. Impact of the Rotation and Compactness of Progenitors on the Mass of Black Holes. *The Astrophysical Journal*, 888(2):76, January 2020.
- [28] Marchant, Pablo, Pappas, Kaliroë M. W., Gallegos-Garcia, Monica, Berry, Christopher P. L., Taam, Ronald E., Kalogera, Vicky, and Podsiadlowski, Philipp. The role of mass transfer and common envelope evolution in the formation of merging binary black holes. *A&A*, 650:A107, 2021.

- [29] Misra, D., Fragos, T., Tauris, T. M., Zapartas, E., and Aguilera-Dena, D. R. The origin of pulsating ultra-luminous x-ray sources: Low- and intermediate-mass x-ray binaries containing neutron star accretors. *A&A*, 642:A174, 2020.
- [30] Coenraad J. Neijssel, Alejandro Vigna-Gómez, Simon Stevenson, Jim W. Barrett, Sebastian M. Gaebel, Floor S. Broekgaarden, Selma E. de Mink, Dorottya Szécsi, Serena Vinciguerra, and Ilya Mandel. The effect of the metallicity-specific star formation history on double compact object mergers. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 490(3):3740–3759, December 2019.
- [31] Coenraad J Neijssel, Alejandro Vigna-Gómez, Simon Stevenson, Jim W Barrett, Sebastian M Gaebel, Floor S Broekgaarden, Selma E de Mink, Dorottya Szécsi, Serena Vinciguerra, and Ilya Mandel. The effect of the metallicity-specific star formation history on double compact object mergers. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 490(3):3740–3759, 10 2019.
- [32] K. Pavlovskii, N. Ivanova, K. Belczynski, and K. X. Van. Stability of mass transfer from massive giants: double black hole binary formation and ultraluminous X-ray sources. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465(2):2092–2100, 10 2016.
- [33] Bill Paxton, Lars Bildsten, Aaron Dotter, Falk Herwig, Pierre Lesaffre, and Frank Timmes. Modules for Experiments in Stellar Astrophysics (MESA). *The Astrophysical Journal Supplement*, 192(1):3, January 2011.
- [34] P. C. Peters. Gravitational Radiation and the Motion of Two Point Masses. *Physical Review*, 136(4B):1224–1232, November 1964.
- [35] Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Bartolo, N., Basak, S., Battye, R., Benabed, K., Bernard, J.-P., Bersanelli, M., Bielewicz, P., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Bouchet, F. R., Boulanger, F., Bucher, M., Burigana, C., Butler, R. C., Calabrese, E., Cardoso, J.-F., Carron, J., Challinor, A., Chiang, H. C., Chluba, J., Colombo, L. P. L., Combet, C., Contreras, D., Crill, B. P., Cuttaia, F., de Bernardis, P., de Zotti, G., Delabrouille, J., Delouis, J.-M., Di Valentino, E., Diego, J. M., Doré, O., Douspis, M., Ducout, A., Dupac, X., Dusini, S., Efstathiou, G., Elsner, F., Enßlin, T. A., Eriksen, H. K., Fantaye, Y., Farhang, M., Fergusson, J., Fernandez-Cobos, R., Finelli, F., Forastieri, F., Frailis, M., Fraisse, A. A., Franceschi, E., Frolov, A., Galeotta, S., Galli, S., Ganga, K., Génova-Santos, R. T., Gerbino, M., Ghosh, T., González-Nuevo, J., Górski, K. M., Gratton, S., Gruppuso, A., Gudmundsson, J. E., Hamann, J., Handley, W., Hansen, F. K., Herranz, D., Hildebrandt, S. R., Hivon, E., Huang, Z., Jaffe, A. H., Jones, W. C., Karakci, A., Keihänen, E., Keskitalo, R., Kiiveri, K., Kim, J., Kisner, T. S., Knox, L., Krachmalnicoff, N., Kunz, M., Kurki-Suonio, H., Lagache, G., Lamarre, J.-M., Lasenby, A., Lattanzi, M., Lawrence, C. R., Le Jeune, M., Lemos, P., Lesgourgues, J., Levrier, F., Lewis, A., Liguori, M., Lilje, P. B., Liley, M., Lindholm, V., López-Cañiego, M., Lubin, P. M., Ma, Y.-Z., Macías-Pérez, J. F., Maggio, G., Maino, D., Mandolesi, N., Mangilli, A., Marcos-Caballero, A., Maris, M., Martin, P. G., Martinelli, M., Martínez-González, E., Matarrese, S., Mauri, N., McEwen, J. D., Meinhold, P. R., Melchiorri, A., Mennella, A., Migliaccio, M., Millea, M., Mitra, S., Miville-Deschênes, M.-A., Molinari, D., Montier, L., Morgante, G., Moss, A., Natoli, P., Nørgaard-Nielsen, H. U., Pagano, L., Paoletti, D., Partridge, B., Patanchon, G., Peiris, H. V., Perrotta, F., Pettorino, V., Piacentini, F., Polastri, L., Polenta, G., Puget, J.-L., Rachen, J. P., Reinecke, M., Remazeilles, M., Renzi, A., Rocha, G., Rosset, C., Roudier, G., Rubiño-Martín, J. A., Ruiz-Granados, B., Salvati, L., Sandri, M., Savelainen, M., Scott, D., Shellard, E. P. S., Sirignano, C., Sirri, G., Spencer, L. D., Sunyaev, R., Suur-Uski, A.-S., Tauber, J. A., Tavagnacco, D., Tenti, M., Toffolatti, L., Tomasi, M., Trombetti, T., Valenziano, L., Valiviita, J., Van Tent, B., Vibert, L., Vielva, P., Villa, F., Vittorio, N., Wandelt, B. D., Wehus, I. K., White, M., White, S. D. M., Zacchei, A., and Zonca, A. Planck 2018 results - vi. cosmological parameters. *A&A*, 641:A6, 2020.

- [36] Philipp Podsiadlowski. The evolution of binary systems. *Accretion Processes In Astrophysics: XXI Canary Islands Winter School Of Astrophysics*, pages 45–88, 01 2012.
- [37] Onno R. Pols, Klaus-Peter Schröder, Jarrod R. Hurley, Christopher A. Tout, and Peter P. Eggleton. Stellar evolution models for $Z = 0.0001$ to 0.03 . *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 298(2):525–536, 08 1998.
- [38] O.R. Pols. *Stellar Structure and Evolution*. Astronomical Institute Utrecht, 2011.
- [39] E. Regös and C. A. Tout. Formation of cataclysmic variables by magnetic fields in common-envelopes. In A. Bianchini, M. Della Valle, and M. Orio, editors, *Cataclysmic Variables*, pages 424–424, Dordrecht, 1995. Springer Netherlands.
- [40] Yong Shao and Xiang-Dong Li. Population synthesis of black hole binaries with compact star companions. *The Astrophysical Journal*, 920(2):81, October 2021.
- [41] Mario Spera and Michela Mapelli. Very massive stars, pair-instability supernovae and intermediate-mass black holes with the sevn code. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 470(4):4739–4749, 06 2017.
- [42] Mario Spera, Michela Mapelli, and Alessandro Bressan. The mass spectrum of compact remnants from the parsec stellar evolution tracks. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451(4):4086–4103, 06 2015.
- [43] Mario Spera, Michela Mapelli, Nicola Giacobbo, Alessandro A Trani, Alessandro Bressan, and Guglielmo Costa. Merging black hole binaries with the SEVN code. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 485(1):889–907, 02 2019.
- [44] T. M. Tauris and E. P. J. van den Heuvel. Formation and evolution of compact stellar X-ray sources. In *Compact stellar X-ray sources*, volume 39, pages 623–665. SAO/NASA Astrophysics Data System, 2006.
- [45] Temmink, K. D., Pols, O. R., Justham, S., Istrate, A. G., and Toonen, S. Coping with loss - stability of mass transfer from post-main-sequence donor stars. *A&A*, 669:A45, 2023.
- [46] E. P. J. van den Heuvel and C. de Loore. Decrease in Binary Period of Centaurus X-3 and Possible Implications in Terms of Mass Loss. *Nature Physical Science*, 245(147):117–118, October 1973.
- [47] E. P. J. van den Heuvel, S. F. Portegies Zwart, and S. E. de Mink. Forming short-period Wolf–Rayet X-ray binaries and double black holes through stable mass transfer. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 471(4):4256–4264, 06 2017.
- [48] L. A. C. van Son, S. E. de Mink, M. Chruślińska, C. Conroy, R. Pakmor, and L. Hernquist. The locations of features in the mass distribution of merging binary black holes are robust against uncertainties in the metallicity-dependent cosmic star formation history. *The Astrophysical Journal*, 948(2):105, may 2023.
- [49] Vink, Jorick S., de Koter, A., and Lamers, H. J. G. L. M. Mass-loss predictions for o and b stars as a function of metallicity. *A&A*, 369(2):574–588, 2001.
- [50] R. F. Webbink. Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and type I supernovae. *The Astrophysical Journal*, 277:355–360, February 1984.
- [51] R. F. Webbink. Stellar evolution and binaries. In J. E. Pringle and R. A. Wade, editors, *Interacting Binary Stars*, page 39. ?, 1985.