

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO
GALILEI"

LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

L'impatto dell'evoluzione stellare e dei processi nei sistemi binari sulla formazione dei buchi neri

Relatore

Giuliano Iorio

Laureando

Daniele Scattolin

Correlatore

Marco Dall'Amico

*”Un solo istante di felicità.
É forse poco per tutta la vita d’un uomo?
Fëdor Dostoevskij*

Sommario

La formazione dei buchi neri rappresenta uno dei fenomeni più complessi dell'astrofisica moderna. Questo tipo di oggetti compatti si forma alla fine dell'evoluzione di una stella massiccia a seguito di un'esplosione di supernova o collasso diretto. Anche i sistemi binari, in tale contesto, sono estremamente importanti poiché potenziali progenitori di binarie di buchi neri le quali, se in coalescenza, possono produrre onde gravitazionali rilevabili dagli interferometri laser. Le dinamiche che coinvolgono i sistemi binari e le sue componenti dipendono fortemente dalle condizioni iniziali di queste ultime come la massa delle stelle, separazione ed eccentricità orbitale. Questa tesi ha lo scopo di illustrare le modalità con cui avviene la formazione dei buchi neri come prodotti della storia evolutiva sia di una singola stella che di un sistema doppio. La trattazione si articola in diversi capitoli. Nel capitolo 1 vengono introdotti i buchi neri e si accenna ad alcune evidenze osservative che ne dimostrano l'esistenza. Le tappe principali e finali dell'evoluzione stellare, i venti stellari e come tutto questo influenza la massa finale di un buco nero sono presenti nel capitolo 2. Le modalità che caratterizzano il Roche lobe overflow e il common envelope, gli effetti dei natal kick sulla stabilità del sistema e i vari canali di formazione di una binaria di buchi neri vengono analizzati nel capitolo 3. Il capitolo 4, infine, ha il compito di riassumere gli aspetti principali affrontati nel corso della tesi.

Indice

1	Introduzione	1
2	Formazione dei buchi neri dall'evoluzione stellare	3
2.1	Fasi principali dell'evoluzione stellare	3
2.2	I venti stellari	8
2.2.1	Stelle O e B	10
2.2.2	Stelle Wolf-Rayet	11
2.2.3	Luminous Blue Variables	14
2.3	Supernove o collasso diretto	15
2.3.1	Supernova o collasso diretto	16
2.3.2	Instabilità di coppia	18
2.3.3	Natal kick	21
2.4	Massa di un buco nero	24
3	Buchi neri in sistemi binari isolati	27
3.1	I sistemi binari	27
3.2	Trasferimento di massa	28
3.2.1	Lobo di Roche	29
3.2.2	Trasferimento di massa stabile e instabile	31
3.2.3	Limite all'accrescimento di un buco nero	34
3.3	Inviluppo comune	36
3.3.1	Le fasi principali e post-CE	37
3.3.2	Formalismo $\alpha\lambda$	41
3.4	Gli effetti dei natal kick sull'evoluzione binaria	43
3.5	Canali di formazione per le binarie di buchi neri	45
4	Conclusioni	51
	Bibliografia	53

Capitolo 1

Introduzione

I buchi neri (Black Hole, BH) sono gli oggetti più densi ed estremi dell'Universo. Il primo che ne ipotizzò l'esistenza fu Karl Schwarzschild nel 1916 attraverso la risoluzione delle equazioni di campo spazio-temporali di Albert Einstein. Teoricamente, la massa di questi corpi può assumere un valore qualsiasi ma, in generale, si possono identificare tre gruppi: i buchi neri di massa stellare (stellar Black Hole, BHs) con un valore inferiore a $100 M_{\odot}$, i buchi neri di massa intermedia (Intermediate Mass Black Hole, IMBHs) con un range di massa tra le 100 e le $10^6 M_{\odot}$ e buchi neri supermassicci (Supermassive Black Holes, SMBHs) con massa superiore alle $10^6 M_{\odot}$ [1].

I buchi neri sono oggetti non osservabili direttamente ma attraverso metodi differenti possono essere comunque individuati e studiati. Si può analizzare l'effetto gravitazionale che i BH hanno sugli oggetti circostanti come gas o stelle, rilevare le emissioni di raggi X provenienti da dischi di accrescimento in caduta libera verso il BH, oppure, sfruttare l'effetto di microlensing gravitazionale quando il BH passa davanti ad una stella o ad un altro oggetto luminoso, distorcendone la luce.

Uno dei metodi per individuare i buchi neri è l'osservazione delle onde gravitazionali, ovvero perturbazioni nello spazio-tempo che si propagano come onde, previste dalla teoria della relatività generale di Albert Einstein. Recentemente, sono state identificate come il prodotto della coalescenza di un sistema binario di buchi neri (Binary Black Hole, BBH), dando prova dell'esistenza di questa classe di oggetti.

Le onde gravitazionali rilevate dagli interferometri della collaborazione LIGO-Virgo-KAGRA (LVK)[2], hanno permesso di identificare 94 eventi di coalescenza di oggetti compatti (buchi neri e stelle di neutroni). Il primo evento è stato rilevato nel 2015 ed è GW150914, prodotto dalla fusione di due BHs. Successivamente, un altro evento importante è stato GW190814, generato dalla fusione tra un buco nero ed una stella di neutroni, fornendo ulteriori informazioni sulla coalescenza tra compatti di questo tipo[3][4]. Questi eccezionali risultati hanno permesso

un accrescimento delle conoscenze relative ai BH e ai loro canali di formazione.

Lo studio sullo sviluppo dei buchi neri è cruciale per diverse ragioni tra cui la comprensione di come si conclude l'evoluzione delle stelle massicce e le dinamiche interne ai sistemi binari. Inoltre, è molto importante anche per lo studio delle onde gravitazionali che permettono di rilevare e descrivere sistemi in evoluzione anche senza che questi vengano osservati direttamente. Lo scopo della tesi è la trattazione dei processi che portano alla formazione dei buchi neri sia a partire da singole stelle che all'interno di sistemi binari. Nella prima parte verranno affrontati i vari parametri che portano una stella massiva alla fine della sua vita a diventare un BHs, con particolare attenzione su come ognuno di essi influenzi la massa finale del residuo compatto. La seconda parte, invece, sarà dedicata all'analisi di processi come natal kick, trasferimento di massa (Mass Transfer, MT) e involucro comune (Common Envelope, CE), mostrando come ognuno di essi influenzi lo sviluppo di un BBH.

Capitolo 2

Formazione dei buchi neri dall'evoluzione stellare

Lo scopo di questa sezione è quello di analizzare quali meccanismi, nel corso dell'evoluzione stellare, determinano la formazione di un buco nero e ne influenzano la massa.

2.1 Fasi principali dell'evoluzione stellare

Una stella può essere definita come un corpo che presenta due caratteristiche importanti, ovvero è tenuta insieme dalla propria auto-gravità e irradia energia derivante da una fonte interna. Tali proprietà sono fondamentali per comprendere l'evoluzione della stella e le diverse fasi che questa attraversa nel corso della sua vita. Le stelle hanno origine dal mezzo interstellare, costituito da polveri e gas e che occupano lo spazio tra una stella e l'altra all'interno di una galassia. Una regione del mezzo interstellare più densa e fredda rispetto alla media è chiamata nube molecolare ed è una zona ad alta formazione stellare. Rispetto al mezzo circostante, tali nubi sono caratterizzate da temperature più basse, che possono scendere fino a circa 10 K e da densità molto superiori, con valori tipici che vanno da 10^2 a 10^5 particelle/cm³. Sono composte principalmente da idrogeno H (nella Via Lattea costituisce circa il 70%) il quale è presente in forma molecolare H₂, atomica H I e ionizzata H II. In tale contesto, è possibile definire una massa critica:

$$M_J = \left[\left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{3}{\alpha} \right)^{3/2} \right] \left(\frac{RT}{\mu G} \right)^{3/2} \frac{1}{\sqrt{\rho_{av}}} \quad (2.1)$$

che prende il nome di massa di Jeans M_J e rappresenta un limite superiore per la massa che può essere contenuta in equilibrio idrostatico all'interno di una regione di un dato volume. In questa espressione, α è una costante il cui valore cambia a seconda della distribuzione della massa all'interno della regione considerata e assume un valore prossimo all'unità, R è il raggio

della regione di gas presa in esame e T la sua temperatura, mentre ρ_{av} è il rapporto tra M e V che sono, rispettivamente, la sua massa e il suo volume. Se tale regione possiede un valore per la massa che oltrepassa quella di M_J , inizia a collassare poiché la pressione gassosa non riesce a bilanciare la forza gravitazionale. Questo fenomeno prosegue rendendo il gas sempre più denso e opaco con conseguente innalzamento della temperatura, quindi dell'energia termica. Raggiungendo pressioni sempre più elevate la contrazione rallenta e si forma la protostella circondata da un disco di accrescimento da cui acquisisce materiale. Alla fine, non appena la temperatura è sufficiente, si avvia la combustione termonucleare dell'idrogeno -che avviene ad una temperatura di $\sim 1.5 \times 10^7$ K- all'interno del nucleo ripristinando l'equilibrio idrostatico e ponendo fine alla contrazione e alla cattura di massa dal disco di accrescimento. A questo punto la protostella diventa una stella a tutti gli effetti e si inserisce nella regione del diagramma di Hertzsprung-Russel H-R (dove nelle ascisse viene posto, in scala logaritmica, la temperatura effettiva T_{Eff} e nelle ordinate la luminosità L espressa in luminosità solari L_{\odot}) che viene definita sequenza principale (Main Sequence, MS).

Nella sequenza principale, all'interno della stella, i processi di produzione e trasporto di energia si differenziano in funzione della massa posseduta nel momento in cui l'idrogeno è acceso, ovvero M_{ZAMS} . Quando la massa è bassa, con M_{ZAMS} vicino al valore di $0.3 M_{\odot}$, il trasferimento di energia dal nucleo alla superficie avviene attraverso il meccanismo della convezione poiché la regione convettiva occupa tutto l'interno stellare. Man mano che la massa iniziale cresce, la regione convettiva si restringe, lasciando spazio ad un altro meccanismo di trasporto, quello radiativo. Nel caso in cui M_{ZAMS} sia maggiore di $1 M_{\odot}$ il nucleo rimane convettivo, mentre l'involucro esterno sarà caratterizzato da una zona radiativa che si estende fino alla superficie della stella. Per quanto riguarda le modalità con cui viene prodotta l'energia all'interno del nucleo stellare, si possono identificare due differenti processi: le reazioni a catena pp e il ciclo di reazioni CNO. Per le stelle con massa M_{ZAMS} inferiore a $1.6 M_{\odot}$ la produzione di energia nucleare avviene seguendo la catena di reazioni pp suddivisibile, a sua volta, in tre ramificazioni ognuna delle quali si innesca quando il nucleo stellare raggiunge determinate temperature (il passaggio da pp I a pp II si ha tra 1.3×10^7 K e 2×10^7 K mentre, tra pp II e pp III, si ha oltre 3×10^7 K). I vari stadi della trasformazione dell'idrogeno in elio e della produzione di altri prodotti sono visibili nella figura 2.1.

Ciò che si verifica nel nucleo di una stella con massa M_{ZAMS} superiore a $1.6 M_{\odot}$, invece, è un'altra serie di reazioni che, come le varie catene pp, hanno come prodotto principale l'He. In questo caso la piccola percentuale di nuclei di carbonio, azoto e ossigeno possono indurre delle reazioni a catena in cui tali elementi fungono da catalizzatori. L'insieme di queste trasformazioni prende il nome di ciclo CNO e le temperature con cui, tipicamente, predominano sono superiori a 2×10^7 K. Un elenco di queste reazioni è visibile nella figura 2.2. Una differenza

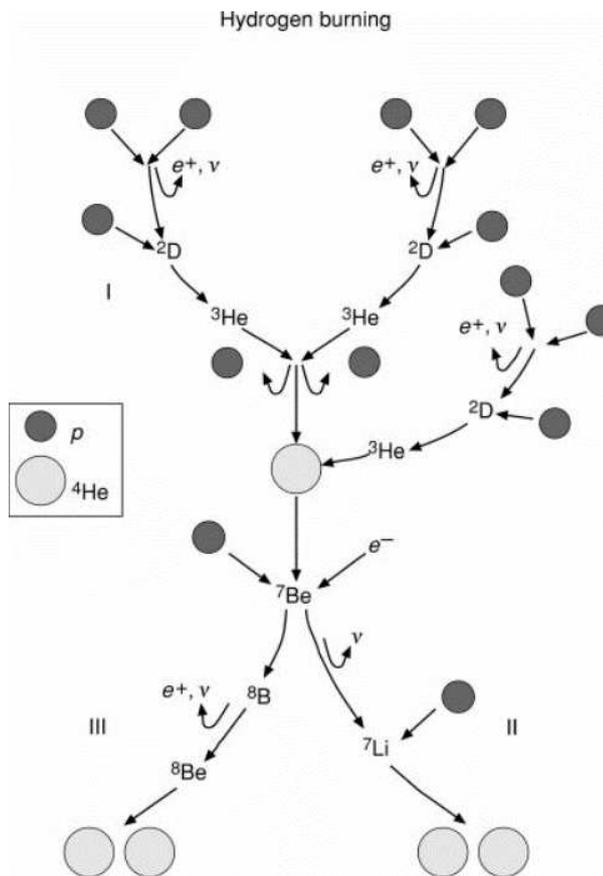


Figura 2.1: Le catene di reazioni nucleari pp I, pp II e pp III. L'immagine è tratta da Dina Prialnik (2009)[5]

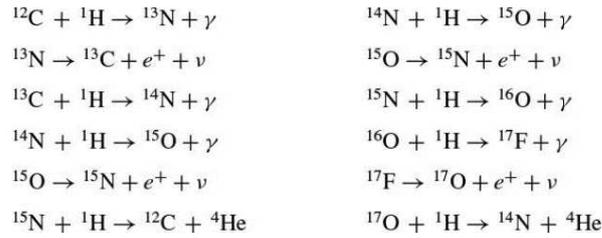


Figura 2.2: Le reazioni che prendono parte al ciclo CNO.

importante tra i due metodi di produzione energetica è la maggior dipendenza dalla temperatura per il ciclo CNO (la dipendenza tra la velocità con cui avviene il ciclo CNO e la temperatura è $\propto T^{15-20}$ mentre, per la catena pp, è $\propto T^4$). Ciò comporta che questo tipo di reazioni termonucleari generano una quantità di energia estremamente elevata, maggiore rispetto a quella associata alla catena pp.

L'elevato flusso energetico prodotto nelle stelle più massicce genera una forte espulsione di particelle cariche, principalmente protoni ed elettroni, dalle loro superfici. Questo fenomeno, che prende il nome di vento stellare (2.2), i cui effetti sono sempre più importanti man mano che vengono considerate stelle con massa maggiore, influenza notevolmente l'evoluzione stellare così come il residuo finale lasciato alla loro morte. All'inizio temporale della sequenza principale per stelle di bassa massa, l'azione del vento è molto ridotta (per masse stellari simili al Sole viene rimosso un quantitativo di materiale pari a $\sim 10^{-14} M_{\odot}$ all'anno).

Quando l'idrogeno nel nucleo è completamente esaurito, le stelle passano alla successiva fase evolutiva uscendo dalla sequenza principale. Per distinguere al meglio come si comportano una volta conclusa la MS, si identificano le seguenti categorie: stelle di bassa massa con $0.7 M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 1.8 M_{\odot}$, stelle di massa intermedia con $1.8 M_{\odot} \leq M_{ZAMS} \leq 9-10 M_{\odot}$ ed, infine, stelle massicce con $M_{ZAMS} > 10 M_{\odot}$. Per stelle con $M_{ZAMS} < 0.7 M_{\odot}$ il periodo in cui avviene la combustione dell'idrogeno ha una durata pari o maggiore all'età dell'Universo (secondo le stime più recenti, $\sim 1,4 \times 10^{10}$ anni[6]).

Le stelle con massa compresa tra 0.7 e $2 M_{\odot}$, una volta esaurito l'idrogeno presente nel nucleo, interrompono la produzione di energia e la convezione, rendendo la regione nucleare isoterma. A questo punto, per comprendere cosa avviene al passo successivo, è necessario definire un'espressione che descriva la massa massima che un nucleo stellare con temperatura costante e privo di fonti di energia interna deve possedere affinché possa bilanciare la pressione esercitata dagli involucri sovrastanti. Tale limite, detto di Schönberg-Chandrasekhar, si ottiene dall'espressione:

$$\frac{M_c}{M} \leq \text{const} \left(\frac{\mu_{env}}{\mu_c} \right)^2 \quad (2.2)$$

da cui, assumendo una composizione di tipo solare, si ottiene un valore per M_c pari a 0.37 . Nella relazione, M_c è la massa del nucleo, μ_c è il suo peso molecolare medio mentre μ_{env} è quello

dell'involucro. A causa del superamento di M_c , il nucleo inizia a collassare essendo diventato instabile. Questa contrazione accresce la sua temperatura e fa sì che ci sia uno spostamento della combustione dell'idrogeno dal nucleo ad un involucro estremamente sottile che lo circonda. Per mantenere l'equilibrio termico, la stella diventa una gigante rossa espandendo i propri strati superficiali, raffreddandosi. Stelle di bassa massa con temperatura centrale in aumento andranno incontro ad una degenerazione del nucleo. Questa condizione si presenta quando le particelle (come elettroni, neutroni e protoni) al suo interno, a causa dell'elevata densità derivante dalla contrazione, occupano tutti i livelli energetici più alti seguendo il principio di esclusione di Pauli. Ne scaturisce una pressione talmente intensa da controbilanciare il collasso gravitazionale, ruolo svolto, in precedenza, dalla pressione termica. Inoltre, tale pressione non risulta più dipendente dalla temperatura che continuerà a crescere molto rapidamente. Così, una volta che viene raggiunta una temperatura pari a 10^8 K, l'elio si accende in modo esplosivo negli involucri sottili che circondano il nucleo attraverso un meccanismo che prende il nome di flash dell'elio. Questo scenario si presenta quando la massa nucleare M_c vale $0.5 M_\odot$, indipendentemente dalla massa iniziale M_{ZAMS} della stella. Nel momento in cui il flash dell'elio negli involucri termina, la fusione dell'elio continua in modo stabile producendo carbonio e ossigeno. Man mano che si esaurisce il combustibile, le reazioni termonucleari continuano negli involucri circostanti andando ad accrescere la massa centrale. Ciò che ne rimane è un nucleo di carbonio, ossigeno e una fonte di energia oramai esaurita. Avviene, così, una contrazione del nucleo che porta ad una nuova espansione dell'involucro, entrando nella fase di gigante detta asintotica (Asymptotic Giant Branch, AGB). I venti stellari dust-driven (in cui la polvere condensata nelle regioni esterne alla stella viene spinta dalla pressione di radiazione lontano da quest'ultima, trasportando gas e generando così un flusso di materiale) e gli impulsi termici, a questo punto, avranno rimosso quasi completamente l'involucro oramai poco legato, portando alla formazione di una nana bianca di carbonio.

Per le stelle di massa intermedia ($2 M_\odot \leq M_{ZAMS} \leq 9-10 M_\odot$) la combustione dell'elio al centro avviene senza che si verifichi il flash e continua in modo stabile fino all'esaurirsi del combustibile. A seguito della fase AGB, simile a quella vista per le stelle di bassa massa, si raggiunge nuovamente l'equilibrio non appena avviene l'ignizione dell'elio in un involucro che circonda il nucleo a sua volta contenuto all'interno di un altro in cui avviene la combustione dell'idrogeno. Se la massa iniziale della stella M_{ZAMS} è sufficientemente elevata, prossima al limite superiore definito dal range, allora è possibile che si verifichi anche la combustione stabile di una certa quantità di carbonio e ossigeno presenti all'interno del nucleo, producendo, così, del neon. Infine, il vento stellare molto intenso elimina la maggior parte dell'involucro esterno lasciando come residuo una nana bianca di carbonio-ossigeno o ossigeno-neon.

Le stelle massive, con massa superiore a $10 M_\odot$, presentano le seguenti caratteristiche generali

durante il loro percorso:

- Gli elettroni liberi all'interno del nucleo stellare non diventano degeneri fino alle fasi finali di combustione, quando inizia la produzione del ferro.
- La perdita di massa svolge un ruolo ancora più significativo rispetto alle stelle viste in precedenza, con la rimozione di un elevato quantitativo di materiale a partire già dalla sequenza principale.
- La luminosità rimane relativamente costante mentre la temperatura effettiva varia seguendo gli intervalli di combustione all'interno del nucleo (in cui T_{Eff} oscilla con periodi che dipendono dal tipo di combustione, per esempio durante l'ignizione dell'elio vale $\sim 1 - 2 \times 10^6$ anni) e quelli intermedi in cui il nucleo si contrae e l'involucro si espande (con periodi che valgono $\sim 10^4 - 10^5$ anni).

In tutte le stelle massive, il processo di fusione dell'elio nel nucleo è seguito dalla fusione del carbonio. In questa fase, la temperatura nel nucleo raggiunge livelli piuttosto elevati (6×10^8 K) e assume sempre più importanza la perdita di energia attraverso l'emissione di neutrini. Pertanto, le reazioni termonucleari devono compensare tale fuga di energia mentre continuano a fornire luminosità alla stella. La fusione di elementi pesanti rilascia molta meno energia per unità di massa rispetto alla ignizione di quelli leggeri. Ciò si traduce in un aumento delle velocità di reazione e, quindi, nella diminuzione del tempo necessario ad esaurire i diversi combustibili. Queste accensioni si susseguono rapidamente fino allo sviluppo di un nucleo di ferro (la fusione del carbonio avviene nell'arco temporale di $\sim 10^3$ anni, quella del neon dell'anno, quello dell'ossigeno e del silicio ancora più brevi). Attorno a questo nucleo si trovano gusci di composizione diverse -silicio, ossigeno, neon, elio- e infine l'involucro. Di questa struttura se ne può vedere una rappresentazione nella figura 2.3. Dato che la fusione di atomi di ferro è un processo endotermico, il nucleo stellare è destinato ad un rapido collasso provocando l'esplosione (definita supernova, SN) della stella. Le dinamiche con cui avviene una SN sono estremamente importanti per comprendere come avviene la formazione di un BH e quali sono gli effetti sulla massa sulla sua massa finale. Per maggiori dettagli si rimanda alla lettura della sezione 2.3.1.

2.2 I venti stellari

I venti stellari nelle stelle massicce sono cruciali perché regolano la perdita di massa durante la loro vita, influenzandone l'evoluzione. Inoltre, svolgono un ruolo primario nella formazione di oggetti compatti. Per quanto riguarda i buchi neri, è possibile vedere come l'intensità dei venti determinano non solo la quantità di materiale restante alla morte di una stella ma anche la massa

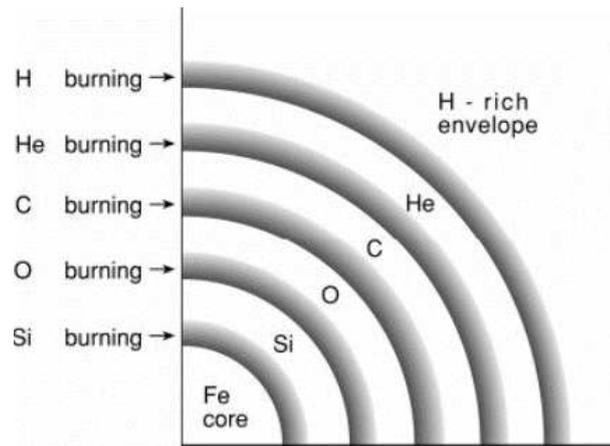


Figura 2.3: Struttura schematica di una stella alla fine della sua vita, prima di esplodere in una supernova. Immagine tratta da Dina Prialnik (2009)[5].

finale del BH. Si è visto come, per masse basse, la forza con cui gli strati esterni vengono rimossi è molto debole mentre, nelle stelle con masse sempre più grandi, il vento stellare riesce a strappare comunque buona parte dell'involucro. Questo effetto è strettamente correlato all'energia prodotta nel nucleo e, quindi, anche alla temperatura effettiva raggiunta in esso. Per stelle con M_{ZAMS} maggiore ma con bassa T_{Eff} (come, per esempio, giganti rosse e stelle giganti asintotiche), tale fenomeno è indotto dalla pressione che la radiazione esercita sulle particelle di polvere formatesi negli strati esterni più freddi. Stelle calde e massicce come quelle della classe spettrale O, B, Wolf-Rayet (WR) e Luminous Blue Variables (LBV) sono caratterizzate, invece, da un vento molto intenso, responsabile della perdita di un ingente quantitativo di massa. Inoltre, risultano essere possibili progenitori di oggetti compatti (come i buchi neri) e per tale motivo lo studio dei venti stellari è essenziale per comprendere come le masse finali dei BH siano regolate da questo meccanismo. Per stelle di tali tipologie, il vento è generato dall'accoppiamento tra i momenti dei fotoni e degli ioni metallici presenti nella fotosfera stellare. Questa interazione avviene a causa della risonanza tra un vasto insieme di linee di assorbimento metalliche, sia forti che deboli. Con la maggior presenza di ioni metallici nell'atmosfera stellare si verificano assorbimenti più forti, portando ad una perdita di massa maggiore. La concentrazione degli ioni è influenzata particolarmente dall'energia trasportata dai fotoni, la quale aumenta notevolmente per stelle più massive.

Nel corso della sezione verrà analizzato come agisce il vento per le varie categorie di stelle dotate di un elevato valore di massa iniziale M_{ZAMS} e come la metallicità giochi un ruolo fondamentale nel prevedere l'entità della materia perduta. La comprensione dei venti stellari è fondamentale per la ricerca sugli oggetti compatti poiché la perdita di massa influisce direttamente sia sulla massa totale del nucleo della stella progenitrice prima della supernova (pre-SN), sia sulle modalità con cui si verifica tale esplosione, determinando così la formazione o meno di un buco

nero.

2.2.1 Stelle O e B

Le stelle di classe spettrale O e B presentano masse iniziali estremamente elevate (con M_{ZAMS} superiore alle $15 M_{\odot}$ per le O e tra le 2 e le $15 M_{\odot}$ per le B), temperature molto alte (superiori a $30000 K$ per le O e dai 10000 ai $30000 K$ per le B) e si differenziano principalmente per le righe spettrali: quelle di tipo O sono caratterizzate da linee di assorbimento dell'elio ionizzato (He II) e dell'idrogeno (serie di Balmer), oltre a linee di altri elementi ionizzati come l'ossigeno (O III), il carbonio (C IV) e l'azoto (N III); quelle di tipo B presentano uno spettro dominato da forti linee di assorbimento dell'idrogeno (serie di Balmer) e linee di elio neutro (He I). Per determinare come la metallicità influenzi la forza dei venti stellari in queste categorie di stelle, si propone il modello di J. S. Vink et al. (2001) [7] che tiene conto del momento della radiazione trasferito al gas, consentendo ai fotoni di interagire con gli ioni presenti nel vento stellare più di una volta. Questo permette di ottenere il tasso di perdita di massa dovuto ai venti stellari in stelle massive del tipo spettrale O e B e di esprimerlo come una funzione dipendente dalla metallicità, ovvero $\dot{M} = f(Z)$. Il modello parametrizza la perdita di massa in funzione di diversi fattori, contribuendo, così, alla comprensione dei meccanismi alla base dei venti stellari. Come è stato dimostrato in J. S. Vink et al. (2000)[8], la perdita di massa \dot{M} dipende da v_{∞}/v_{esc} (dove v_{∞} è la velocità massima raggiunta dal vento a distanza infinita dalla stella mentre v_{esc} è la velocità di fuga necessaria per sfuggire completamente dall'attrazione gravitazionale stellare) come legge di potenza: $\dot{M} \propto v_{\infty}^p$ con $p = -1.226 \pm 0.037$ per le stelle con $T_{Eff} > 25000K$ e $p = -1.601 \pm 0.055$ per le supergiganti di classe B con $T_{Eff} < 25000K$. Quindi, la perdita di massa può essere rappresentata da:

$$\dot{M} \propto Z^m v_{\infty}^p \propto Z^{0.85} v_{\infty}^p \quad (2.3)$$

per $1/30 \leq Z/Z_{\odot} \leq 3$. Poiché v_{∞} dipende anche dal contenuto metallico Z , C. Leitherer et al. (1992)[9] hanno ipotizzato che v_{∞} si comporti come una legge di potenza $v_{\infty} \propto Z^q$ e che il valore per l'esponente sia $q = 0,13$, la dipendenza della perdita di massa dalla metallicità può essere rappresentata anche da:

$$\dot{M} \propto Z^m Z^{pq} \propto Z^{0.85+pq} \quad (2.4)$$

per $1/30 \leq Z/Z_{\odot} \leq 3$. Il risultato complessivo di questi effetti porta a una dipendenza della perdita di massa $\dot{M} \propto Z^{0.69}$ per le stelle di classe O e $\dot{M} \propto Z^{0.64}$ per le supergiganti di classe B. Nel modello proposto da Vink, emergono delle espressioni che mostrano una stretta correlazione con specifici intervalli di temperatura, evidenziando così un legame tra il tasso di perdita di massa e la temperatura effettiva delle stelle. Concretamente, le stelle caratterizzate da temperature più elevate tendono a perdere massa ad un ritmo superiore rispetto alle stelle con temperature

più basse. La dipendenza dalla metallicità analizzata nel corso della sezione è estremamente significativa per la determinazione delle masse dei buchi neri poiché per valori differenti di Z si avranno perdite di materiale più o meno intense da parte delle stelle progenitrici. Metallicità elevate renderanno le stelle molto meno massive riducendo il quantitativo di massa disponibile per la formazione di un BH.

2.2.2 Stelle Wolf-Rayet

Le WR sono stelle la cui temperatura è molto alta (superiore a 25000K) e i cui venti stellari garantiscono una perdita di massa piuttosto intensa ($\sim 10^{-5} M_{\odot}$ all'anno). Tipicamente, presentano una massa compresa tra le 10 e le 25 M_{\odot} e sono un'evoluzione della classe spettrale di tipo O. Alle metallicità solari, la massa iniziale M_{ZAMS} minima affinché diventi una stella WR è di circa 25 M_{\odot} . L'alto tasso di espulsione di materia che caratterizza le WR causa la rimozione del guscio di idrogeno, scoprendo il nucleo di elio ed altri elementi più pesanti. Alcune stelle, quindi, risulteranno essere delle ex supergiganti rosse che hanno perso quasi completamente il loro involucro esterno di idrogeno, ma solo se le WR da cui derivano hanno massa iniziale M_{ZAMS} compresa tra 25 e 30 M_{\odot} . Oltre questo estremo superiore, l'evoluzione procede attraverso una fase differente, ovvero come LBV. Ciò che le contraddistingue sono le forti e ampie linee di emissione osservate negli spettri delle WR, dovute ai loro forti venti stellari[10].

G. Gräfener et al. (2011) [11] hanno identificato prove empiriche che suggeriscono come la caratteristica perdita di massa nelle stelle più massive (analizzando quelle presenti all'interno dell'ammasso stellare Arches) possa essere interpretata attraverso una dipendenza di questa dal fattore di Eddington Γ_e , definito dalla seguente espressione:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMc}{\kappa} \quad (2.5)$$

dove: G è la costante di gravitazione, M è la massa della stella, κ è l'opacità della materia¹. Questo risultato è coerente con ricerche teoriche che indicano come i venti stellari delle WR, caratterizzate da un'elevata opacità ottica, possano essere influenzati dalla radiazione e potrebbero essere innescati dalla vicinanza al limite di Eddington (cioè, alti rapporti L/M , dell'ordine di $10^4 L_{\odot}/M_{\odot}$).

Osservando le figure 2.4 e 2.5 si può notare come i modelli dei venti delle WR (vengono utilizzati, in particolare, quelli delle WN e WC²) e dei tipi spettrali O e B, siano qualitativamente diversi. In particolare, si individua una forte dipendenza dal fattore di Eddington Γ_e da par-

¹L'opacità della materia è una misura di quanto un materiale ostacola il passaggio della radiazione attraverso di esso

²Le stelle WN e WC sono due sottotipi di stelle Wolf-Rayet. Le WN sono ricche di azoto e povere di carbonio, mentre le WC sono ricche di carbonio e ossigeno.

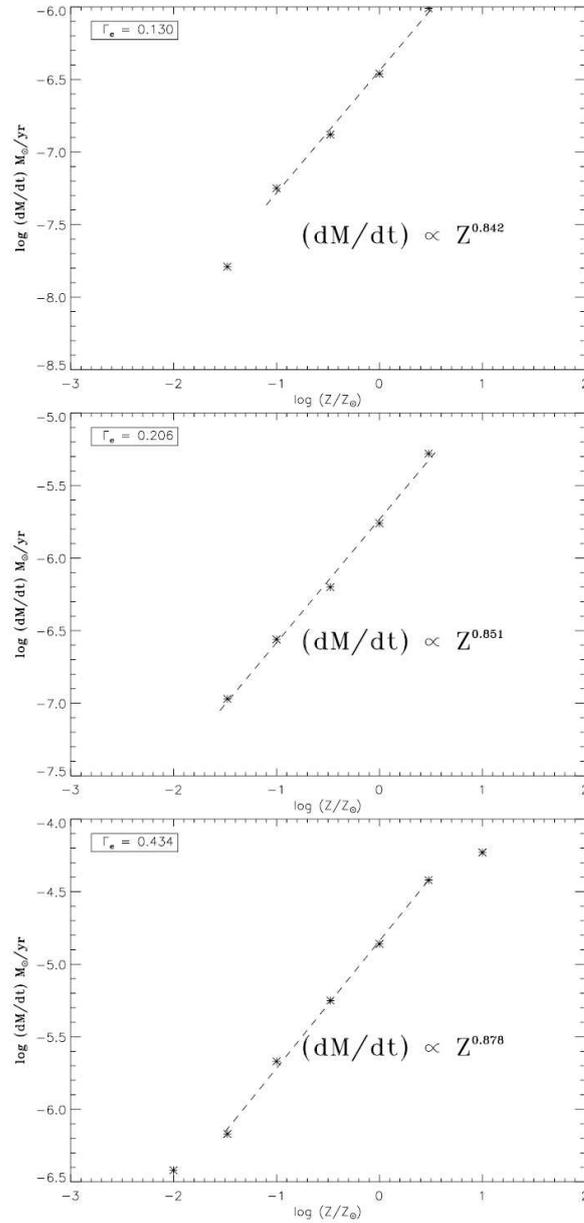


Figura 2.4: La dipendenza di $\dot{M}(Z)$ viene analizzata per tre differenti valori di Γ_e . In ciascuno dei tre pannelli, le linee tratteggiate rappresentano la migliore interpolazione lineare ottenuta attraverso modelli con diverse espressioni per Z . I valori di Γ_e sono specificati nelle legende. Per maggiori dettagli, le immagini sono state prese da J. S. Vink et al. (2001)[7].

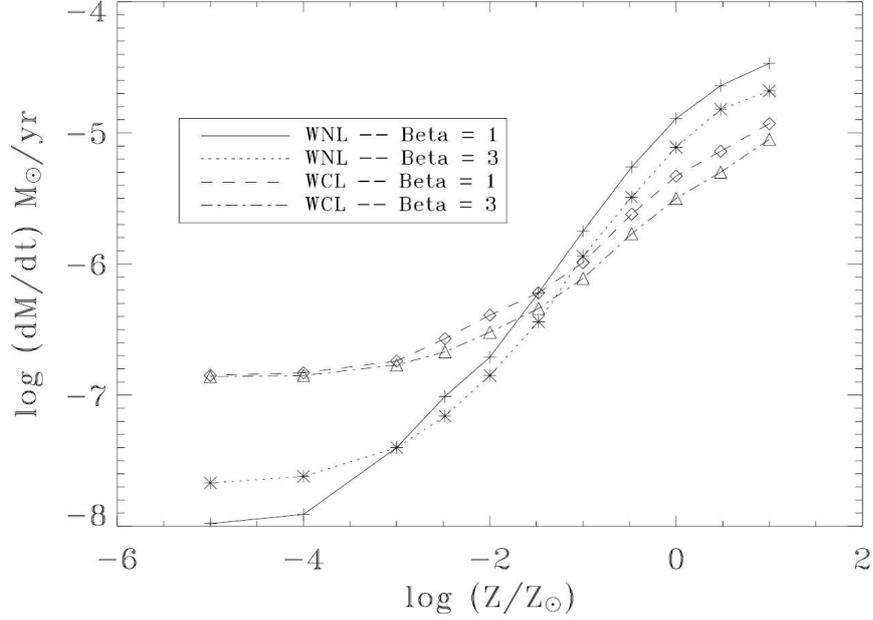


Figura 2.5: La relazione tra la perdita di massa e Z è stata studiata per modelli di stelle WN e WC definiti da Vink et al., utilizzando i parametri dell'esponente della legge di velocità $\beta = 1$ e 3. Le croci rappresentano le stelle WN con $\beta = 1$, mentre le stelle indicano WN con $\beta = 3$. I diamanti vuoti indicano le stelle WC con $\beta = 1$, mentre i triangoli vuoti rappresentano i modelli WC con $\beta = 3$. Per maggiori dettagli, le immagini sono state prese da J. S. Vink et al. (2005)[12]

te delle WR, un ulteriore aumento rapido di \dot{M} con la diminuzione della temperatura efficace ($\dot{M} \propto T^{-3.5}$) e una debole dipendenza dalla luminosità stellare ($\dot{M} \propto L^{0.4}$).

Proprio gli studi di G. Gräfener & W. -R. Hamann (2008) [13] dimostrano come il fattore di Eddington Γ_e influenzi la dipendenza dalla metallicità del tasso di perdita di massa. Mentre a valori bassi di Γ_e si ha che \dot{M} segue la relazione $\dot{M} \propto (Z/Z_\odot)^{0.85} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Con l'aumentare di Γ_e la dipendenza dalla metallicità diventa più debole e scompare quando si avvicina a 1. In breve, si assume che i tassi di perdita di massa scalino con la metallicità come $\dot{M} \propto (Z/Z_\odot)^\alpha$, con il coefficiente α determinato da un adattamento alle relazioni pubblicate da Gräfener & Hamann[14]:

$$\rightarrow \alpha = 0.85(\Gamma_e < 2/3) \quad (2.6)$$

$$\rightarrow \alpha = 2.45 - 2.4 \times \Gamma_e(2/3 \leq \Gamma_e \leq 1) \quad (2.7)$$

Un risultato importante del modello utilizzato da J. S. Vink et. al (2011) [15] per stelle molto massicce, con un range di massa che va da 40 a 300 M_\odot , è la variazione delle proprietà fisiche dei venti stellari quando questi diventano otticamente spessi. Tale comportamento di transizione, in cui vengono considerati fattori di Eddington Γ_e che si trovano all'interno di un intervallo di valori tra 0.4 e 1, può essere riassunto come segue:

- I modelli teorici indicano che c'è una transizione graduale dal comportamento tipico delle stelle di tipo O verso comportamenti più estremi, come quello delle stelle di Wolf-Rayet, quando il parametro adimensionale Γ_e supera un certo valore critico, stimato intorno a 0.7.
- A un fattore di Eddington di circa 0.7, la dipendenza dal tasso di perdita di massa da parte della relazione tra \dot{M} e Γ_e mostra una tendenza ascendente, indicando che la pendenza diventa più pronunciata per gli oggetti stellari che si avvicinano al limite di Eddington. Qui la pendenza diventa $\dot{M} \propto M^{0.78} \Gamma_e^{4.77}$, in accordo con i modelli per stelle WN tardive di G. Gräfener & W. -R. Hamann (2008) [13].
- Per comprendere se i tassi di perdita di massa guidati dalla radiazione continuano ad aumentare insieme a Γ_e o raggiungono un massimo in \dot{M} , si consideri il parametro di efficienza del vento $\eta = \frac{\dot{M}v_\infty}{L/c}$ - il quale è previsto essere indipendente dalla massa. Questa proprietà si nota nella figura 2.6 (i simboli indicano differenti intervalli di massa) dove la leggera dispersione dei punti dati conferma che η non mostra una dipendenza significativa dalla massa stellare. A valori di Γ_e dell'ordine di 0.5 si trova $\eta \sim 1$, in accordo con i modelli standard di Vink et al. (2000)[8]. Tuttavia, quando Γ_e si avvicina all'unità, η aumenta in modo non lineare fino a valori alti come $\eta \sim 3$, più compatibile con i dati dei venti delle Wolf-Rayet rispetto a quelli delle stelle di tipo O comuni, confermando, quindi, un'estensione naturale dalla perdita di massa comune delle stelle di tipo O a comportamenti WN più estremi.
- Questo comportamento di transizione si riscontra anche in termini del parametro di accelerazione del vento β , il quale raggiunge naturalmente valori fino a 1.5.

2.2.3 Luminous Blue Variables

Le Luminous Blue Variables sono stelle molto massicce ed instabili caratterizzate da venti stellari molto forti e variabili oltre che da delle pulsazioni non periodiche che determinano una perdita di massa piuttosto intensa. Per la loro instabilità, sono soggette a delle oscillazioni quasi-periodiche della luminosità nell'ordine di 0.5 - 2 magnitudini. Le LBV si possono definire come una fase transitoria durante l'evoluzione delle stelle massive e che porta alla formazione delle WR [16]. Recenti studi, come quello compiuto da S. Ustamujic et al. (2021) [17], hanno dimostrato come possono comunque essere progenitori di alcuni tipi di supernova ancora prima di raggiungere la forma di WR.

Nelle LBV la pressione di radiazione dei fotoni esercitata sul gas può raggiungere valori estremamente elevati a tal punto da oltrepassare quella impressa dalla forza gravitazionale. Questo

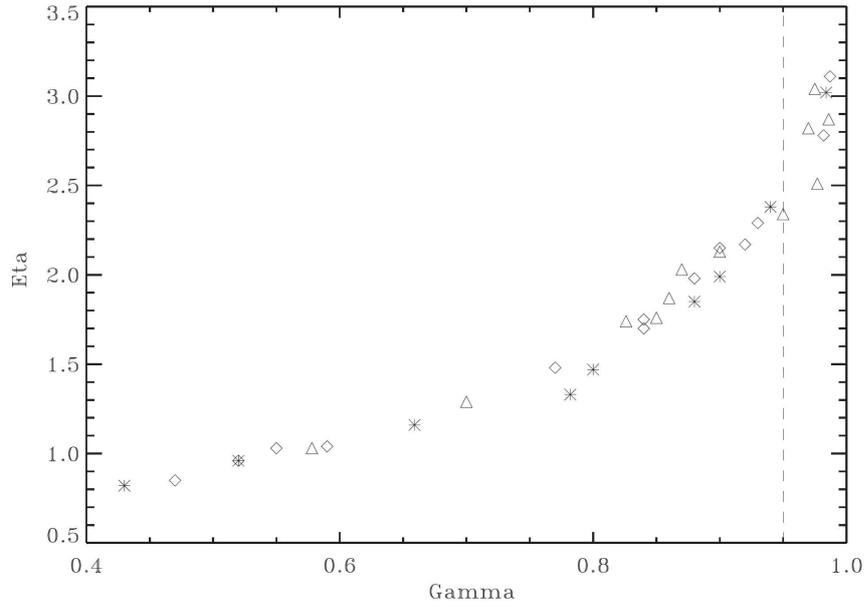


Figura 2.6: Il numero di efficienza del vento η previsto in funzione di Γ_e per modelli che si avvicinano al limite di Eddington. I vari simboli corrispondono a modelli di diverse gamme di massa (vedi Vink (2011) [15] per i dettagli).

scenario non sembra essere interpretabile attraverso il solo meccanismo di emissione di linea (line-driven). Per tali tipologie di stelle il limite di Eddington viene superato andando a delineare tassi di perdita di massa detti di super-Eddington ($\Gamma_e > 1$). Questo succede perché la stella tenta di mantenere l'equilibrio idrostatico aumentando la luminosità L fino a superare L_{Edd} , andando a definire venti stellari molto intensi che rimuovono un grande quantitativo di materia. La vicinanza a questo limite causa un'instabilità che genera eruzioni giganti, ovvero eventi di forte perdita di massa in intervalli di tempo estremamente limitati (per fare un esempio, la Grande Eruzione di η Carinae, avvenuta nel XIX secolo, ha espulso più di $10 M_\odot$ in un arco temporale di circa un decennio). La relazione tra luminosità e massa persa, a questo punto, può essere descritta da:

$$\dot{M} \propto L^\alpha \quad (2.8)$$

dove \dot{M} è il tasso di perdita di massa e α è un esponente che dipende dalle condizioni fisiche stellari.

2.3 Supernove o collasso diretto

In questa sezione si approfondiranno i principali meccanismi che vanno ad influenzare non solo la formazione di una supernova ma anche le caratteristiche del residuo compatto che segna la

fine della vita della stella massiccia.

2.3.1 Supernova o collasso diretto

Una volta che la stella, durante la sua evoluzione, è giunta alla formazione di un nucleo di ferro, può procedere verso due esiti differenti: si sviluppa con successo una supernova che lascia come residuo una stella di neutroni (Neutron Star, NS), oppure avviene un evento di implosione senza alcun transiente luminoso intermedio, portando direttamente alla formazione di un buco nero. Nelle stelle che arrivano a sviluppare un nucleo di ferro, una volta che la fusione si è interrotta, se il nucleo possiede una massa superiore a quella critica di Chandrasekhar allora inizia a collassare e nemmeno la pressione di degenerazione è in grado di contrastare il processo. Questo limite per la massa è definito dalla relazione:

$$M_{Ch} = 1.45M_{\odot} \left(\frac{Y_e}{0.5} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{s}{\pi Y_e K_B / \text{nucleoni}} \right)^2 \right] \quad (2.9)$$

dove Y_e indica la frazione di elettroni ed è pari a ~ 0.44 , mentre s è l'entropia specifica del core e passa da $0.5 K_B/\text{nucleone}$ per stelle di bassa massa a $1.5 K_B/\text{nucleone}$ per stelle massive (tale differenza influenza notevolmente la massa centrale finale di ferro), con K_B costante di Boltzmann [18]. Questo limite è diverso da quello di Schönberg-Chandrasekhar: mentre il primo si riferisce a nuclei che si trovano in uno stato di degenerazione, il secondo è rivolto a nuclei che non si trovano in uno stato di degenerazione. Poiché la fusione del ferro è una reazione endotermica, non avviene alcuna produzione di energia e quindi la pressione di radiazione che bilancia la gravità viene meno. Con la contrazione del nucleo si raggiungono densità estremamente elevate tanto da dare inizio al processo di neutronizzazione, ovvero la cattura da parte di ogni singolo protone di un elettrone. Come conseguenza si ha la liberazione di un neutrino che interagisce debolmente con il materiale stellare e, quindi, porta via energia dal nucleo. Questa diminuzione degli elettroni liberi all'interno del nucleo determina una diminuzione della pressione di degenerazione, accelerando notevolmente il collasso gravitazionale e riducendo il tempo di contrazione fino all'ordine dei secondi. Se l'entropia centrale è elevata allora subentra anche la riduzione della pressione di radiazione per fotodisintegrazione dei nuclei pesanti. Con il numero di elettroni liberi ridotti, la frazione Y_e vale ~ 0.25 . Nel momento in cui la densità nucleare raggiunge valori di 10^{12} g/cm^3 , oltre alla cattura degli elettroni vengono intrappolati anche i neutrini, portando ad una riduzione dei leptoni nel nucleo e alla conseguente diminuzione della massa di Chandrasekhar durante il collasso. Una volta creatosi un nucleo degenerato di neutroni, viene raggiunto il limite della contrazione, con il raggio nucleare che passa da $\sim 10^3 \text{ km}$ a $\sim 10 \text{ km}$ in pochi secondi. Le parti più esterne del nucleo, ancora in collasso supersonico, andando a scontrarsi con la superficie esterna della proto-stella di neutroni appena formatasi (Proto Neu-

tron Star, PNS), rimbalzano, lanciando un'onda d'urto che si trasmette verso gli strati superiori. In questa situazione, la PNS presenta una massa di circa $0.45 M_{\odot}$. La rapida contrazione appena subita dal nucleo si traduce in un guadagno di energia gravitazionale di circa $W_g \sim 5 \times 10^{53}$ erg $\left(\frac{m_{PNS}}{1.4M_{\odot}}\right)^2 \left(\frac{10km}{R_{PNS}}\right)$ con m_{PNS} e R_{PNS} che sono, rispettivamente, la massa e il raggio della PNS. La maggior parte dell'energia generata dalla contrazione si trova sotto forma di neutrini (che possiedono un'energia $\sim 10^{53}$ erg) che abbandonano la stella in quanto particelle debolmente interagenti. Quella rimasta, invece, viene immessa nell'onda d'urto che si propaga verso l'esterno. Ciò non è sufficiente per permettere all'onda di proseguire fino alla superficie stellare poiché, durante il suo percorso, rallenta a causa della dissipazione energetica mentre attraversa i diversi strati esterni. Però, con l'assorbimento parziale di energia nelle regioni già attraversate dall'onda da parte dei neutrini irradiati dalla PNS, si ha un innalzamento della pressione che ha effetti importanti sull'onda d'urto poiché la "rivitalizza", permettendole di procedere fino alla formazione della SN e del residuo compatto. Si verifica un ciclo continuo di riscaldamento senza controllo che si traduce in una sempre più forte espansione dello shock. Ciò prosegue fino a quando non esplodono gli strati esterni stellari a causa del passaggio dell'onda, terminando ulteriori accrescimenti che alimenterebbero la produzione dei neutrini.

Nel caso l'onda d'urto non dovesse essere rivitalizzata si andrebbe incontro ad un fallimento nella formazione di una supernova. Allora l'espulsione del materiale attraverso la SN non ha luogo e così la stella può collassare direttamente formando un BH di massa stellare. Secondo recenti simulazioni (come quella di E. O'Connor & C. D. Ottin (2011)[19]) in cui vengono considerate SN guidate dai neutrini, le stelle massicce più leggere tendono ad esplodere, mentre le stelle con massa maggiore collassano direttamente formando un buco nero senza una fase intermedia di NS. Assume sempre più importanza l'individuazione, quindi, di range di massa che definiscano dei limiti per osservare un collasso diretto della stella alla fine della sua evoluzione oppure un evento di supernova. Nelle simulazioni compiute da R. A. Patton et al. (2020)[20] viene utilizzata la composizione di CO del nucleo la cui evoluzione viene analizzata in modo indipendente rispetto al resto delle stelle, portando diversi vantaggi di tipo computazionali e relativi alla trattazione del collasso. La combustione centrale del carbonio dipende sensibilmente dalle condizioni iniziali del nucleo CO, il quale è soggetto a diversi cambiamenti che influenzano drasticamente il residuo finale. Nel modello si osservano delle "isole" nei diversi range di massa che portano ad esiti differenti rispetto a quelli che si dovrebbe riscontrare in quel determinato intervallo, come casi di implosioni a masse di carbonio M_{CO} piuttosto basse (nell'intervallo $1.4 M_{\odot} < M_{CO} < 6 M_{\odot}$) e di esplosioni a masse di carbonio più elevate. In questo scenario vengono utilizzati tre parametri semplici e strettamente correlati: la massa del nucleo di ferro (M_{Fe} , definita come la massa racchiusa nella regione in cui la frazione di silicio scende sotto l'1%), la massa compresa tra il centro e il punto in cui l'entropia per barione (in unità della costante di

Boltzmann) vale 4 (M_4):

$$M_4 = \frac{m(s=4)}{M_\odot} \quad (2.10)$$

infine, il parametro di compattezza, definito dalla seguente espressione:

$$\xi_m = \frac{m/M_\odot}{R(m)/1000km} \quad (2.11)$$

valutato nella coordinata radiale che racchiude $2.5 M_\odot$, ovvero $R(M_{barionica} = 2.5 M_\odot)$, nel momento della contrazione nucleare (questo tipo di compattezza verrà indicata con $\xi_{2.5}$). I destini finali definiti dal modello appena citato sfruttano il criterio di T. Ertl (2016)[21] che è stato sviluppato per riprodurre i risultati basati su un gran numero di simulazioni 1D di esplosioni dovute a stelle massicce. Con queste considerazioni, si individua un criterio di esplosione individuato con il parametro μ_4 :

$$\mu_4 = \left[\frac{dm/M_\odot}{dR/1000km} \right]_{s=4}. \quad (2.12)$$

caratterizzato dai due parametri M_4 e μ_4 , dove quest'ultimo è correlato al tasso di accrescimento di massa sull'onda d'urto e dipende dal salto entropico nel punto di M_4 . Gli autori del modello definiscono il criterio di esplosione sul piano M_4 - μ_4 nel quale la retta $\mu_4 = k_1 M_4 + k_2$ (con k_1 e k_2 costanti) separa le regioni dove si trovano le stelle che esplodono da quelle dove implodono. I nuclei con valori di μ_4 al di sotto della linea concludono la loro evoluzione con una supernova, mentre quelli al di sopra della linea formano un buco nero. In base a questo criterio, osservando la figura 2.7 che mostra le distribuzioni dei risultati dipendenti da M_{CO} e X_C (frazione di massa del carbonio nel nucleo), si nota come non si verificano esplosioni per $\xi_{2.5} > 0.3$ e $M_{Fe} > 1.6 M_\odot$ e non si abbiano implosioni per $\xi_{2.5} < 0.1$ e $M_{Fe} < 1.35 M_\odot$. Osservando i valori di M_4 è evidente una distribuzione più dispersiva ma non si segnalano esplosioni per valori superiori a $1.8 M_\odot$ o implosioni sotto le $1.3 M_\odot$. Le intersezioni tra le varie distribuzioni si hanno per $\xi_{2.5} \sim 0.18$, $M_4 \sim 1.66 M_\odot$ e $M_{Fe} \sim 1.54 M_\odot$, separando la maggior parte delle esplosioni dalle implosioni. Questi valori vanno a definire la struttura limite del nucleo che porta la stella ad evolversi in un modo o nell'altro.

2.3.2 Instabilità di coppia

L'instabilità di coppia è un meccanismo che influenza notevolmente la formazione delle supernove quando le stelle progenitrici possiedono valori di massa piuttosto elevati. Infatti, per nuclei di elio con $M_{He} \geq 30 M_\odot$ e la cui temperatura si trova oltre i 7×10^8 K (ovvero alla fine della combustione del carbonio), diventa efficace il processo di produzione di coppia positrone-

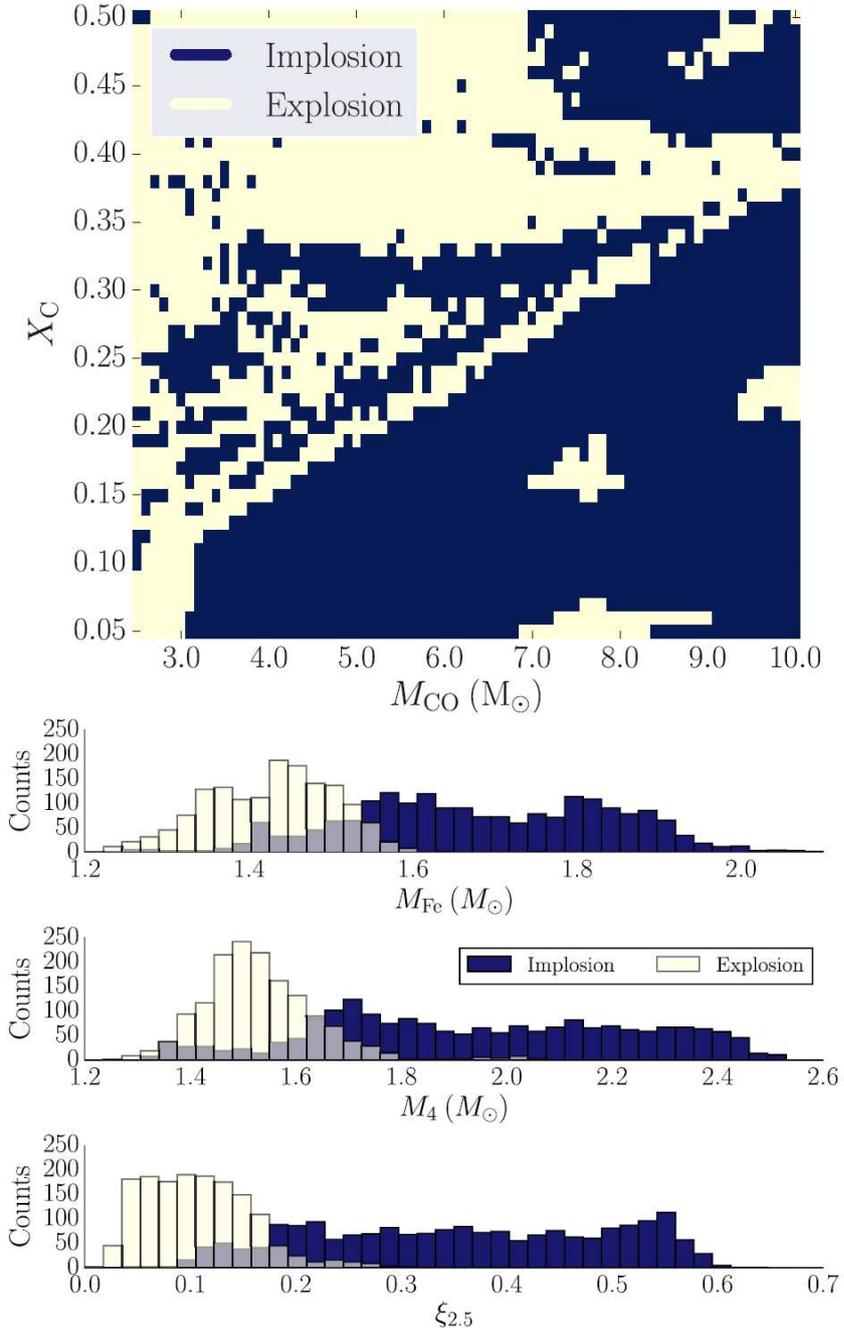


Figura 2.7: In alto - una distribuzione dei modelli che esplodono (giallo pallido) e implodono (blu scuro) nel piano X_C - M_{CO} , data da un criterio di esplosione campione di T. Ertl et al. (2016[21], 2020[22]). Lungo l'ascissa si ha la massa di carbonio-ossigeno M_{CO} (in M_\odot) mentre, nell'ordinata, si ha la frazione di carbonio nel nucleo X_C . In basso - istogrammi per ciascun parametro valutato al momento del collasso che mostrano la distribuzione dei valori per i modelli che esplodono (giallo pallido) e implodono (blu scuro) (vedi R. A. Patton (2020)[20]). Nelle ascisse, partendo dall'istogramma più in alto, si ha, rispettivamente, M_{Fe} , M_4 (espressi entrambi in M_\odot) e $\xi_{2.5}$, mentre nelle ordinate, sono indicati il numero di conteggi.

elettrone. Durante l'interazione con un nucleo, un fotone può trasformarsi in una coppia di particelle elettrone-positrone, questo se la sua energia $h\nu$ risulta superiore dell'energia a riposo posseduta dalle due particelle, ovvero $h\nu > 2m_e c^2$ (con m_e la massa dell'elettrone/positrone, h costante di plank e ν frequenza del fotone)[5]. Ciò che ne consegue è la diminuzione della pressione esercitata dai fotoni nel nucleo e la conseguente contrazione di quest'ultimo sotto l'effetto della propria gravità. In base alla massa del nucleo di elio posseduta dalla stella, l'intensità della produzione di coppia cambierà, così come le conseguenze finali di tale fenomeno. Quando M_{He} è compreso tra 32 e $64 M_\odot$, la produzione di coppie porta a forti perdite di massa dovute a intense pulsazioni del nucleo (Pulsational Pair-Instability, PPI). Per intervalli di M_{He} tra 64 e $135 M_\odot$, l'esito finale sarà una supernova da instabilità di coppia (Pair Instability Supernova, PISN) in cui, a causa di una combustione esplosiva di ossigeno e silicio, si genera un'esplosione che non lascia alcun residuo compatto. Se si considerano masse di elio ancora maggiori, superiori a $135 M_\odot$, anziché una supernova si assisterebbe ad un collasso diretto in un buco nero. L'azione della PPI comincia ad essere evidente in prossimità di $M_{He} \sim 32 M_\odot$, dove hanno luogo numerosi deboli impulsi, ognuno della durata di 500 s. Questi si accumulano dando origine ad un'onda d'urto che rimuove dalla stella $\sim 0.1 M_\odot$ con un'energia di $\sim 10^{48}$ erg. Se non è presente alcuna rotazione, il nucleo rimasto è destinato a collassare in un BH. Considerando masse ed energie prodotte dalla combustione nucleare sempre più alte, l'instabilità associata alla PPI cresce e, allo stesso tempo, l'intervallo che separa una pulsazione e quella successiva si amplia. Da piccoli moti vibratorii per $M_{He} < 40 M_\odot$ (causati da diversi fattori come, per esempio, la dipendenza delle reazioni di fusione dalla temperatura) si andranno a sviluppare delle oscillazioni che diventano sempre più marcate con l'esaurirsi del combustibile. In prossimità di $M_{He} \sim 40 M_\odot$, le pulsazioni iniziano a manifestarsi precocemente, allungando il loro periodo di azione sulla stella e crescendo sia in numero che intensità, arrivando a liberare una quantità di energia pari a 10^{49} erg. Analizzando proprio una stella con massa del nucleo di elio $M_{He} = 40 M_\odot$ in cui non viene tenuta in considerazione la perdita di neutrini, non appena raggiunge una $T_{core} \sim 3 \times 10^9$ K, nell'arco di un minuto si sviluppa l'instabilità di coppia. La combustione esplosiva dell'ossigeno, che deriva dalla contrazione di Kelvin-Helmholtz³ del nucleo, genera una quantità di energia dipendente dalla sua composizione, massa e temperatura. Di contro, gli strati più esterni sono soggetti ad una rapida espansione che li renderà meno legati. La pulsazione del nucleo provoca un'onda d'urto alimentata dall'energia di fusione che rimuove parte dell'involucro. Conclusosi questo processo, la stella entra in un nuovo stato di equilibrio idrostatico. L'alternanza tra pulsazioni e stabilità prosegue fino a che tutto il combustibile nucleare non è esaurito, la massa di

³La contrazione di Kelvin-Helmholtz avviene quando una stella o un nucleo stellare si contrae sotto la propria gravità, mentre perde energia radiativa. Durante questo processo, l'energia gravitazionale della stella viene convertita in energia termica, aumentando la temperatura interna. Questo prosegue fino a quando non viene raggiunto un nuovo equilibrio idrostatico o iniziata una nuova fase di combustione nucleare.

elio ridotta al di sotto di un certo valore critico di $\sim 50\text{-}52 M_{\odot}$ o la perdita di entropia, dovuta alla contrazione del nucleo, elimina l'instabilità.

Oltre le $40 M_{\odot}$ di elio si presenta un sostanziale cambiamento: se prima le pulsazioni erano solo delle perturbazioni strutturali del nucleo, successivamente assumono il comportamento di vere e proprie esplosioni che avvengono con frequenza ridotta. Ciò si traduce in un susseguirsi di fasi di rilassamento e contrazione di Kelvin-Helmholtz associate ad eventi di perdita di massa più intensi. Gli oggetti con una massa di elio vicina a $51 M_{\odot}$ solitamente sopravvivono alla rimozione di parte del loro involucro e mostrano temperature centrali diminuite significativamente dopo il primo impulso (nel caso di una stella con tale massa, la temperatura centrale pre-impulso è di $\sim 9 \times 10^9$ K mentre, quella post-impulso, sarà $\sim 3.5 \times 10^9$ K). A questo punto, per $M_{He} \sim 52 M_{\odot}$, la materia espulsa e l'energia liberata attraverso i vari impulsi prodotti possono essere rispettivamente di $1.1 M_{\odot}$ e 0.8×10^{50} erg. I modelli con masse superiori a $54 M_{\odot}$ perdono energia, principalmente, tramite radiazione emessa dalla superficie stellare poiché possono trascorrere fino a 7000 anni prima di diventare nuovamente instabili. Durante l'intervallo di tempo appena definito, questi oggetti, chiamati "supernove dormienti", possono apparire come deboli resti di supernova con una stella Wolf-Rayet al centro. Eventuali impulsi successivi possono raggiungere un'energia cinetica massima di circa 2×10^{51} erg, producendo fenomeni piuttosto luminosi. Tuttavia, la maggior parte di questa energia viene rilasciata con la prima onda prodotta attraverso l'inizio dell'instabilità mentre la quantità di luce irradiata risulta essere solo una frazione dell'energia cinetica totale. Le pulsazioni finali possono produrre brillanti transitori osservabili. Infine, considerando masse di elio pari a $62 M_{\odot}$ per la perdita di massa e l'energia liberata si ottengono valori di, rispettivamente, $36 M_{\odot}$ e 2.1×10^{51} erg. Da quest'ultimo caso si può notare come la stella sia quasi completamente disgregata in prossimità del limite di $64 M_{\odot}$ per la transizione ad una PISN completa. Per i nuclei di elio che non si disgregano completamente in supernove da instabilità di massa, si formano, invece, nuclei di ferro massicci circondati da gusci di silicio e ossigeno, che collassano direttamente in buchi neri. Si ipotizza quindi che queste stelle formino una popolazione di buchi neri con masse tra le 35 e $50 M_{\odot}$. Lo scenario appena descritto per le diverse masse è visualizzabile nella figura 2.8.

2.3.3 Natal kick

L'espulsione asimmetrica di massa nella fase iniziale delle SN può impartire alla neonata NS e ai BH una certa velocità di spinta che prende il nome di natal kick. Tali calci impressi all'oggetto compatto derivano dalla conservazione della quantità di moto durante l'esplosione di supernova: infatti, quando il nucleo collassa e gli strati esterni della stella vengono espulsi, la quantità di moto totale del sistema deve essere conservata. Se la massa espulsa acquisisce una quantità di moto in una direzione, la stella di neutroni risultante riceve un impulso uguale in

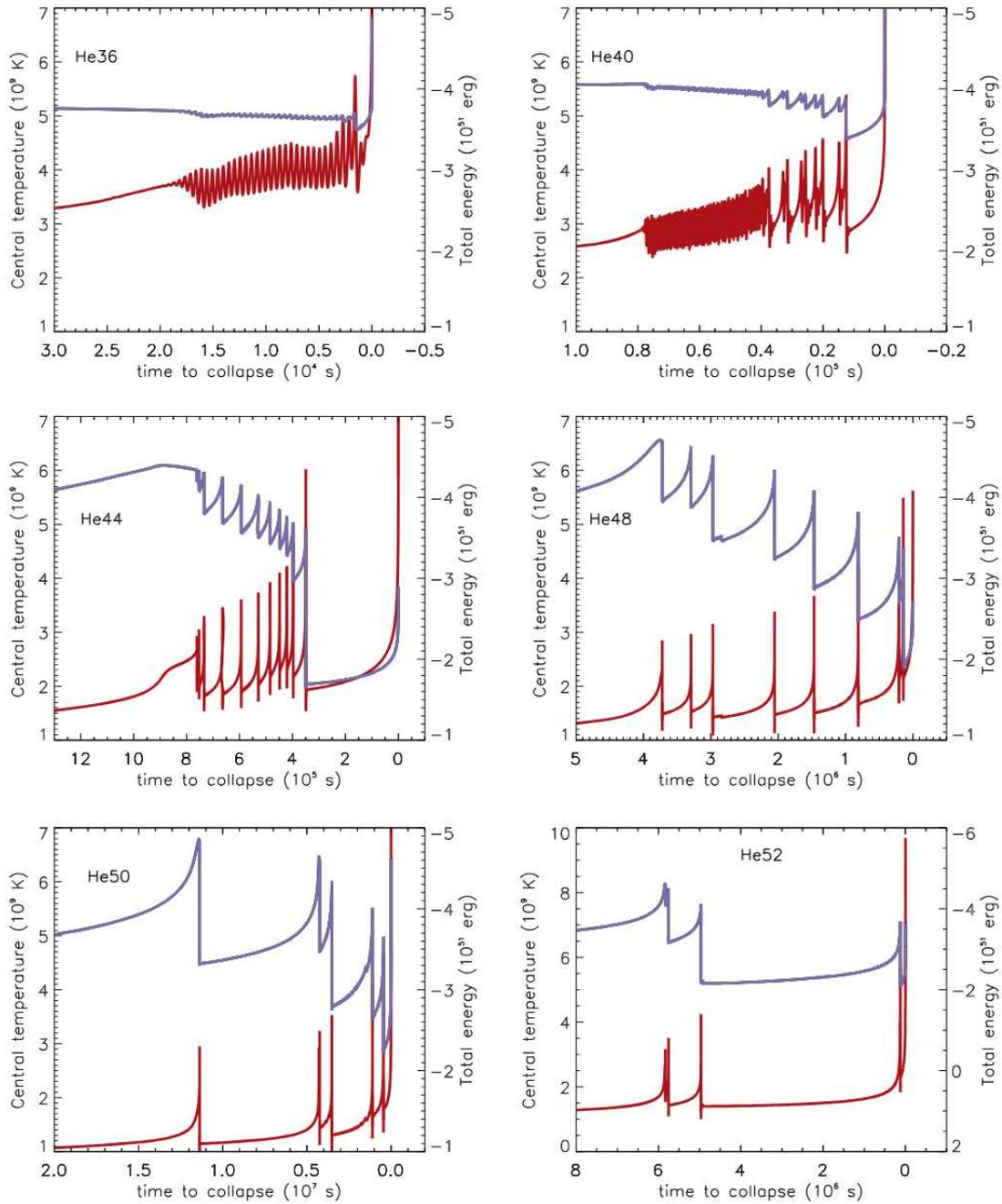


Figura 2.8: Storia delle pulsazioni in stelle di elio spoglie con masse di 36, 40, 44, 48, 50 e 52 M_{\odot} . La linea rossa rappresenta la temperatura centrale espressa in 10^9 K, mentre la linea blu indica l'energia di legame netta in 10^{51} erg. Il tempo, indicato prima del collasso finale del nucleo in un buco nero, è misurato in unità di 10^4 s per il modello da 36 M_{\odot} , 10^5 s per i modelli da 40 e 44 M_{\odot} , 10^6 s per i modelli da 48 e 52 M_{\odot} e 10^7 s per il modello da 50 M_{\odot} . Nel caso del modello da 52 M_{\odot} , si è verificato un forte impulso (non mostrato) circa 4,6 anni prima del collasso finale. Il pannello mostra solo l'attività degli ultimi mesi, caratterizzati da diversi impulsi in rapida successione (vedi S. E. Woosley.(2017)[23])

intensità ma di verso opposto. I natal kick hanno importanti conseguenze nella formazione dei BH con progenitori delle supernove in cui si verifica il fallback (ovvero in cui avviene la ricaduta verso l'oggetto compatto dell'involucro non rimosso proprio a causa della bassa energia immessa nell'onda d'urto). Si avrà, allora, che una grande quantità di materia collasserà verso il residuo formatosi in seguito all'espansione iniziale rallentata dallo shock inverso⁴. Se il materiale è sufficiente, la stella di neutroni ne può accumulare abbastanza da collassare in un buco nero (una volta raggiunto $M_{NS} = 2 - 3 M_{\odot}$). A causa dell'influenza esercitata dalla massa in ricaduta ci si aspetta che il calcio impresso al BH dopo il collasso sia paragonabile o, addirittura, superiore a quello della NS progenitrice. Risulta necessaria l'individuazione di un modello che dia una descrizione del natal kick impresso al residuo rimasto tenendo conto della dipendenza dal fallback. Ne è stato definito uno piuttosto semplice da H.-T. Janka (2013)[24] nella quale si individua un'espressione per determinare la velocità del buco nero v_{BH} . Egli considera uno scenario in cui l'espulsione iniziale presenta un'asimmetria emisferica con massa m_+ e velocità media v_+ in un emisfero mentre, nell'altro, massa m_- e velocità media v_- , tali che $0 < v_- \leq v_+$ e $m_- \leq m_+$. Supposto che una massa M_{fb} ricada sull'oggetto compatto, aggiungendosi poi a quella della stella a neutroni M_{NS} , allora la massa del buco nero sarà $M_{BH} = M_{NS} + M_{fb}$, caratterizzata da una crescita lineare con la massa in fallback. La trattazione completa si può trovare nel paper di Janka. La relazione finale per la velocità impressa al BH sarà:

$$v_{BH} = \frac{M_{NS}}{M_{BH}}v_{NS} + \frac{M_{fb}}{M_{BH}}v_- \approx \frac{M_{NS}}{M_{BH}}v_{NS} + v_- \quad (2.13)$$

dove è stata utilizzata l'espressione approssimata $M_{BH} \sim M_{fb} \gg M_{NS}$. Lo scenario in cui subentra il fallback, quindi, permette di ignorare dei vincoli che limitano la velocità assunta dal BH. Inoltre, quando una stella massiccia collassa in un BH, gran parte del materiale può cadere direttamente in esso senza essere espulso. Questo riduce la quantità di massa che può contribuire al kick attraverso la conservazione della quantità di moto. Di contro, una NS, essendo meno massiva, durante la supernova espelle un quantitativo maggiore di materiale, subendo un kick più intenso. Infatti, nel modello in cui i calci delle NS sono la conseguenza di un'emissione anisotropa di neutrini e da cui dipendono i kick dei BH, le velocità v_{BH} sono limitate dal rapporto di massa tra i due compatti, ovvero:

$$\vec{v}_{BH} \leq \frac{M_{NS}^{max}}{M_{BH}} \vec{v}_{NS}^{max}. \quad (2.14)$$

Quest'ultimo modello entra in contrasto, inoltre, con alcune significative osservazioni compiute da S. Repetto et al. (2012)[25] in cui si è osservato una vasta distribuzione di binarie a raggi X di

⁴Con shock inverso si intende la decelerazione dell'onda d'urto, partita dalla NS, nelle regioni dove il gradiente di densità ρ presenta una dipendenza dal raggio stellare minore di r^{-3}

buchi neri⁵ intorno al piano galattico con natal kick piuttosto elevati. Ciò esclude la possibilità che le velocità dei BH siano semplicemente trasmesse dalle NS progenitrici, dimostrando come la ricaduta di massa giochi un ruolo fondamentale nell'influenzare le velocità delle stesse stelle a neutroni. Numerose sono state le osservazioni sulle velocità impresse alle NS da esplosioni di supernove (per esempio, quelle compiute da A. Lyne (1994)[26]), poi messe a confronto con quelle individuate per i BH, dimostrando quanto affermato nel corso della sezione.

2.4 Massa di un buco nero

Nei paragrafi precedenti sono stati delineati diversi fattori di incertezza sulla massa finale di un oggetto compatto derivante dall'evoluzione di una singola stella, come l'intensità dei venti stellari (dipendente dalla metallicità) e i diversi meccanismi che influenzano la formazione di una supernova.

Si è visto come la metallicità svolga un ruolo fondamentale quando si sviluppano i venti stellari in stelle massive (con $M_{ZAMS} > 30 M_{\odot}$), definendone l'intensità. Di conseguenza, in base al valore di Z sarà possibile, con qualche incertezza derivante dai modelli di venti, formulare dei range di massa per i buchi neri stellari. Considerando una stella dalla metallicità e dal fattore di Eddington bassi (con $Z \sim 0.1 Z_{\odot}$ e $\Gamma_e < 0.6$), la perdita di massa a causa dei venti non è elevata. Assunto Z nullo, allora si può definire un valore di soglia per la massa, ovvero $30 - 40 M_{\odot}$, al di sotto della quale la SN si forma con successo, lasciando un residuo compatto dalla massa piuttosto piccola (con M_{BH} compresa tra le 5 e le 15 M_{\odot}). Per valori sopra la soglia, invece, la stella collassa direttamente in un BH massiccio (con $M_{BH} > 20 M_{\odot}$), poiché possiede le caratteristiche necessarie per evitare una SN (vedi 2.3.1). Questa condizione viene meno se si riscontrano instabilità derivanti dalla produzione di coppia. Per stelle prive di metalli, ciò avviene per M_{ZAMS} di circa $140 - 260 M_{\odot}$, con una PISN che non lascia alcun residuo mentre, per M_{ZAMS} tra le 110 e 140 M_{\odot} , si verificano delle PPI che lasciano compatti più piccoli. Con metallicità prossima a quella solare e un fattore di Eddington alto (con $Z \sim Z_{\odot}$ e $\Gamma > 0.6$) la perdita di massa risulta piuttosto intensa e può portare a una massa sia finale che di carbonio estremamente ridotte rispetto a quelle iniziali. Si verifica quindi una supernova, con successivo collasso del nucleo, che lascia un compatto con una massa estremamente minore rispetto alla M_{ZAMS} della progenitrice. Prendendo in considerazione una metallicità intermedia tra quella nulla e solare, l'evoluzione che caratterizzerà la stella e il suo destino finale, così come la massa del residuo compatto, dipenderà dal valore assunto da Z . I venti stellari saranno più deboli ri-

⁵Le binarie a raggi X di buchi neri sono sistemi binari in cui una delle due componenti è un BH. In questi sistemi, il buco nero accresce materia dalla stella compagna tramite un disco di accrescimento in cui le temperature sono molto elevate. Queste tipologie di binarie sono osservabili grazie alla radiazione X emessa dal disco di accrescimento che circonda il buco nero.

spetto alle stelle con metallicità solare, determinando una perdita di massa ridotta durante la fase di evoluzione stellare. Questo porta alla formazione di oggetti compatti più massicci. Inoltre, con una perdita di massa minore e una massa disponibile per l'oggetto compatto maggiore, ciò favorisce la formazione di BH piuttosto che NS.

Nel caso di stelle con massa intermedia (con $8 M_{\odot} < M_{ZAMS} < 30 M_{\odot}$) i venti stellari, a prescindere dal grado di metallicità, sono meno intensi. Per questo, le caratteristiche della supernova che si viene a formare, come l'energia dell'esplosione e l'entità del fallback, acquisiscono sempre più importanza. In questo scenario, l'instabilità di coppia che si manifesta attraverso PPI, PISN o con un modello a "isole" per le supernove con successivo collasso del nucleo (come visto nella sezione 2.3.1) è in grado di influenzare maggiormente la massa del residuo compatto. Nella figura 2.9 vengono mostrati gli effetti dell'instabilità di coppia sullo sviluppo delle SN. Si può notare come la massa del residuo compatto dipenda fortemente dalla metallicità della stella progenitrice se questa presenta una massa M_{ZAMS} superiore alle $30 M_{\odot}$. Seguendo quello che è stato detto nelle righe precedenti, più la metallicità cresce e minore sarà la massa del compatto. Gli effetti dell'instabilità di coppia, invece, si presentano a differenti range di massa. Prese delle stelle con M_{ZAMS} tra 60 e $110 M_{\odot}$ e $Z < 10^{-3}$, le pulsazioni portano, alla fine, alla formazione di una supernova ma il cui residuo sarà un BH piuttosto piccolo (con M_{BH} di $\sim 30 - 35 M_{\odot}$) a causa del tasso di perdita di massa estremamente elevato. Per stelle con $Z < 10^{-3}$ ma M_{ZAMS} compresa tra le 110 e $230 M_{\odot}$, le PISN hanno come conseguenza la completa distruzione della stella senza che si formi alcun oggetto residuo. Un esito differente si ha per le stelle molto massive (con $M_{ZAMS} > 230 M_{\odot}$) e, di nuovo, con bassa presenza di metalli: l'evento conclusivo che pone fine alla loro vita è il collasso diretto in un buco nero di massa intermedia, ovvero con $M_{BH} > 100 M_{\odot}$.

Interessante la ricerca compiuta da parte di K. Belczynski et al. (2010)[27] riguardo l'influenza della metallicità sulla massa massima dei buchi neri ($M_{BH,max}$), proprietà verificata anche da J. J. Eldridge & J. S. Vink (2006)[28]. Nelle simulazioni di evoluzione stellare, con perdite di massa in MS o WR dipendenti dalla metallicità, si dimostra come i buchi neri risultino essere più massicci nelle galassie povere di metalli. Una quantificazione di questa caratteristica dà un'espressione approssimativa per $M_{BH,max}$:

$$M_{BH,max} = \begin{cases} 1403 \left(\frac{Z}{Z_{\odot}}\right)^2 - 548 \frac{Z}{Z_{\odot}} + 82.9 & \frac{Z}{Z_{\odot}} < 0.11 \\ -23.7 \left(\frac{Z}{Z_{\odot}}\right)^3 + 75.1 \left(\frac{Z}{Z_{\odot}}\right) - 84.4 \frac{Z}{Z_{\odot}} + 48 & \frac{Z}{Z_{\odot}} \geq 0.11 \end{cases} \quad (2.15)$$

dove la massa del BH è espressa in M_{\odot} e la relazione è valida per il set di venti stellari adottato da Eldridge & Vink. Queste formule hanno validità solo per metallicità comprese tra $0.01 \leq (Z/Z_{\odot}) \leq 1.5$. La massa massima del buco nero passa da $\sim 10 M_{\odot}$ per una metallicità superiore

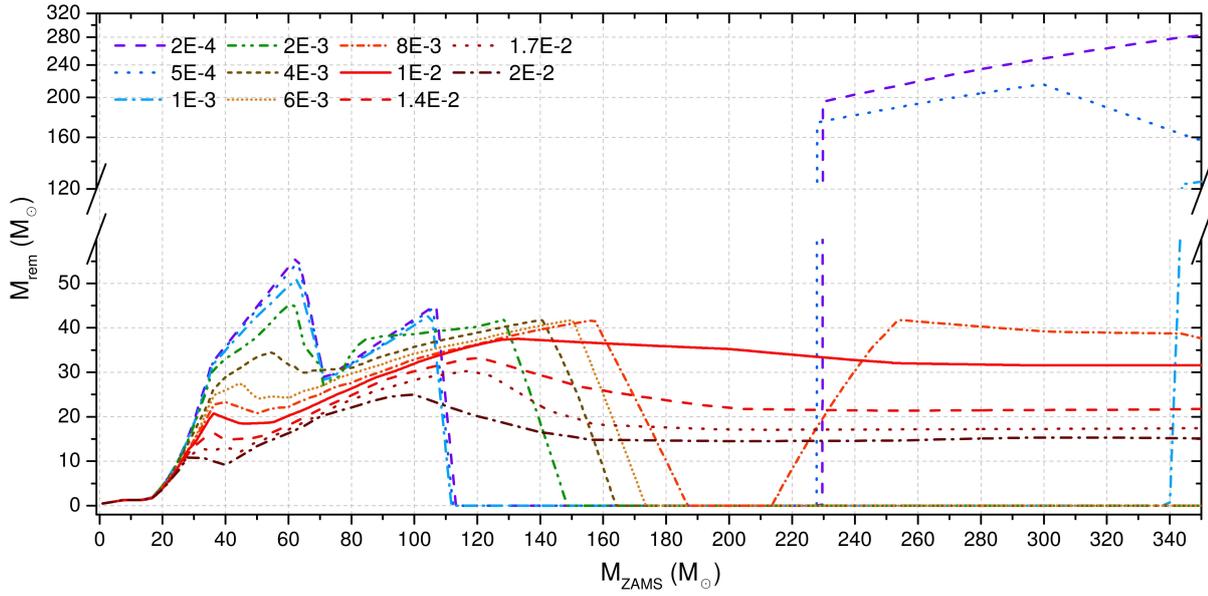


Figura 2.9: Massa del residuo compatto (M_{rem}) in funzione della massa ZAMS della stella (M_{ZAMS}). Nel pannello inferiore sono considerate sia le PPI che le PISN. Nel pannello si hanno le seguenti linee: linea marrone tratteggiata-punto ($Z = 2.0 \times 10^{-2}$); linea arancione scura puntinata ($Z = 1.7 \times 10^{-2}$); linea rossa tratteggiata ($Z = 1.4 \times 10^{-2}$); linea rossa continua ($Z = 1.0 \times 10^{-2}$); linea arancione tratteggiata-punto corta ($Z = 8.0 \times 10^{-3}$); linea arancione chiara puntinata corta ($Z = 6.0 \times 10^{-3}$); linea verde tratteggiata corta ($Z = 4.0 \times 10^{-3}$); linea verde tratteggiata doppio punto ($Z = 2.0 \times 10^{-3}$); linea azzurra tratteggiata-punto ($Z = 1.0 \times 10^{-3}$); linea blu puntinata ($Z = 5.0 \times 10^{-4}$); linea viola tratteggiata ($Z = 2.0 \times 10^{-4}$). Questa figura è tratta da M. Spera & M. Mapelli (2020)[29].

a quella solare ($Z = 1.5 Z_{\odot}$) fino a $\sim 80 M_{\odot}$ per metallicità estremamente basse ($Z = 0.01 Z_{\odot}$).

Capitolo 3

Buchi neri in sistemi binari isolati

3.1 I sistemi binari

Un sistema binario, in astrofisica, è un sistema composto da due stelle che orbitano attorno a un centro di massa comune a causa della loro reciproca attrazione gravitazionale. Questi sistemi possono variare ampiamente nelle loro proprietà, includendo stelle di diversa massa, luminosità e stato evolutivo. L'evoluzione delle stelle binarie è simile a quella delle stelle singole, a meno che non si influenzino reciprocamente. Quando l'orbita binaria è abbastanza ampia (ovvero per periodi $P_{orb} > 100$ anni), ciascuna stella evolve senza essere significativamente influenzata dalla presenza della compagna, permettendo alla teoria dell'evoluzione stellare standard di descrivere il processo. Tuttavia, se le stelle sono vicine, possono interagire e influenzare il loro sviluppo oltre che la dinamica dell'orbita. Più del 70% di tutte le stelle di tipo OB, progenitrici dei BH stellari, interagiscono con un compagno all'interno di un sistema binario[30]. Questo tipo di interazione ha un impatto estremamente significativo sull'evoluzione delle stelle oltre a rappresentare il canale evolutivo più frequente. Tra queste stelle OB racchiuse nelle binarie, il 20 - 30% ha come destino finale la fusione con la propria compagna mentre, il 40 - 50% sarà soggetto ad una rimozione del proprio involucro o accrescerà una notevole quantità di massa[30]. Un fenomeno che può avere un impatto significativo sull'evoluzione di un sistema binario interrompendo tali interazioni sono i natal kick. Questi impulsi asimmetrici che una stella riceve al momento della sua esplosione come supernova (descritti nella sezione 2.3.3) possono alterare drasticamente l'orbita del sistema o persino portare alla sua disgregazione. Nel caso il sistema riesca a sopravvivere all'esplosione di una delle due stelle compagne, potrà comunque continuare la sua evoluzione con importanti variazioni rispetto ai parametri orbitali pre-SN. La vicinanza tra gli oggetti presenti nel sistema permette lo scambio di materia, portando alla formazione di un disco di accrescimento, alterando le loro masse con dirette conseguenze sull'orbita. Un altro processo cruciale è quello dello sviluppo di un involucro comune. Ciò si verifica quando il ma-

teriale trasferito non viene completamente acquisito dalla stella compagna, ma forma invece un involucro che avvolge entrambe le stelle. Questo mutamento nel sistema può portare le stelle a spiraleggiare verso un'orbita più stretta oppure condurle alla fusione. Tali scenari possono verificarsi in molti sistemi di tipologia differente: binarie che contengono due stelle non degeneri¹ o una stella compatta (come una nana bianca, una stella di neutroni o un buco nero) e una normale. L'intensità dell'interazione gravitazionale tra le stelle presenti nel sistema binario e il loro periodo orbitale dipenderanno dalla classe a cui appartengono. Generalmente, il periodo orbitale (P_{orb}) ha valori compresi tra gli 11 minuti (per un sistema binario NS-WD) e, circa, 10^6 anni[31]. Quando $P_{orb} < 10$ anni le componenti del sistema iniziano ad interagire e a scambiarsi massa attraverso dinamiche che verranno affrontate in seguito. Approssimativamente, la distribuzione del periodo espressa in $\log P_{orb}$ è piatta, ovvero $f(\log P_{orb}) \propto \text{costante}$ [31]. Questo andamento di P_{orb} dipende, a sua volta, dalla distribuzione del rapporto di massa delle due compagne ($q = M_1/M_2$ dove M_1 è la stella più massiccia e M_2 è quella secondaria)[27]. Mentre i sistemi binari massivi tendono a possedere stelle dalla massa comparabile, quelli di bassa massa non possiedono un modello che permetta una determinazione chiara del rapporto q . Un'altra distribuzione importante nella descrizione di tali sistemi è quella dell'eccentricità $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$ dove a e b sono, rispettivamente, il semiasse maggiore e minore. Per gli astrofisici, sistemi binari hanno un'estrema importanza per diversi motivi: sulla base delle caratteristiche appena viste, permettono di determinare le masse stellari in modo indipendentemente dalla loro distanza e svolgono un ruolo essenziale nella comprensione dell'evoluzione galattica, della nucleosintesi stellare e della formazione di diversi sistemi importanti come le binarie a raggi X, le supernove di Tipo Ia e gli oggetti compatti doppi che producono onde gravitazionali[32]. L'analisi approfondita compiuta su questi eventi gravitazionali negli ultimi anni ha permesso di individuare i meccanismi che portano al loro sviluppo, ovvero la fusione tra oggetti compatti come, per esempio, coppie di buchi neri. I vari processi che portano alla variazione dei parametri orbitali della binaria saranno discussi più dettagliatamente nelle sezioni successive dove si affronteranno le diverse conseguenze fisiche e le possibili fasi evolutive che ne derivano. In particolare, fasi dell'evoluzione binaria come il trasferimento di massa o l'involucro comune sono responsabili di sostanziali cambiamenti nella massa finale del buco nero o della formazione di binarie di buchi neri.

3.2 Trasferimento di massa

Il trasferimento di massa (detto anche Mass Transfer, MT) nei sistemi binari è una tappa fondamentale nell'evoluzione stellare durante la quale la materia fluisce da un oggetto all'altro.

¹Una stella degenera è una stella che ha esaurito il proprio combustibile all'interno del nucleo e dove la pressione degli involucri sovrastanti è bilanciata dalla pressione di degenerazione degli elettroni o dei neutroni.

Nel caso in cui la massa venga trasferita all'interno del sistema senza alcuna perdita significativa, allora il trasferimento è detto conservativo, altrimenti, se un'ingente quantità della materia scambiata non viene catturata dalla stella compagna allora si definisce non conservativo. Questo trasferimento può avvenire in modo stabile o instabile, a seconda della massa, del raggio e della separazione orbitale delle stelle e delle caratteristiche del loro involucro (convettivo o radiativo). In un trasferimento stabile, la massa si sposta gradualmente dalla stella donatrice alla compagna, mentre in un trasferimento instabile, la rapida perdita di massa può portare alla formazione di un involucro comune che avvolge entrambi gli oggetti.

3.3.1. Uno dei meccanismi principali che regola il trasferimento di massa è il Roche lobe overflow (RLOF), che si verifica quando una stella riempie il suo lobo di Roche, permettendo al materiale di fluire verso la compagna attraverso il punto di Lagrange interno L1. Questo può influenzare significativamente la formazione e la massa finale di un buco nero, poiché la quantità di massa trasferita e il modo in cui avviene possono determinare quanto massiccio sarà il buco nero finale.

3.2.1 Lobo di Roche

Un concetto importante che influisce sull'evoluzione dei sistemi binari e, quindi, sulla formazione dei buchi neri è il lobo di Roche. Per definirlo, è possibile sfruttare il problema ristretto dei tre corpi dove si analizza il movimento di una particella di prova priva di massa influenzata dal campo gravitazionale di due masse orbitanti, M_1 e M_2 . In un sistema di riferimento che ruota insieme alle stelle con suddette masse, è possibile definire un potenziale efficace che include il potenziale gravitazionale dei corpi e la forza centrifuga che agisce sulla particella (assumendo che l'orbita sia circolare e trascurando, almeno inizialmente, la forza di Coriolis):

$$\Phi \equiv \frac{GM_1}{r_1} + \frac{GM_2}{r_2} + \frac{1}{2}d^2\omega^2 \quad (3.1)$$

dove r_1 e r_2 sono le distanze della particella dai centri delle due stelle, d è la sua distanza dall'asse di rotazione attraverso il centro di massa del sistema e ω è la velocità angolare orbitale. Questo potenziale presenta cinque punti lagrangiani, nei quali il gradiente del potenziale efficace è nullo, ovvero non c'è forza nel sistema di riferimento co-rotante. Tre di questi punti sono situati lungo la linea che collega le due masse.

Tra questi, il punto lagrangiano interno L1 è particolarmente rilevante. La superficie equipotenziale che attraversa L1, nota come potenziale critico del lobo di Roche, collega le sfere di influenza gravitazionale delle due stelle. La figura 3.1 è una rappresentazione delle superfici equipotenziali di due corpi in co-rotazione tra di loro. Se una delle due stelle riempie il proprio lobo di Roche, la materia può fluire attraverso L1 nel lobo di Roche della compagna, permettendo il trasferimento di massa tra le stelle, un processo noto come Roche lobe overflow (RLOF).

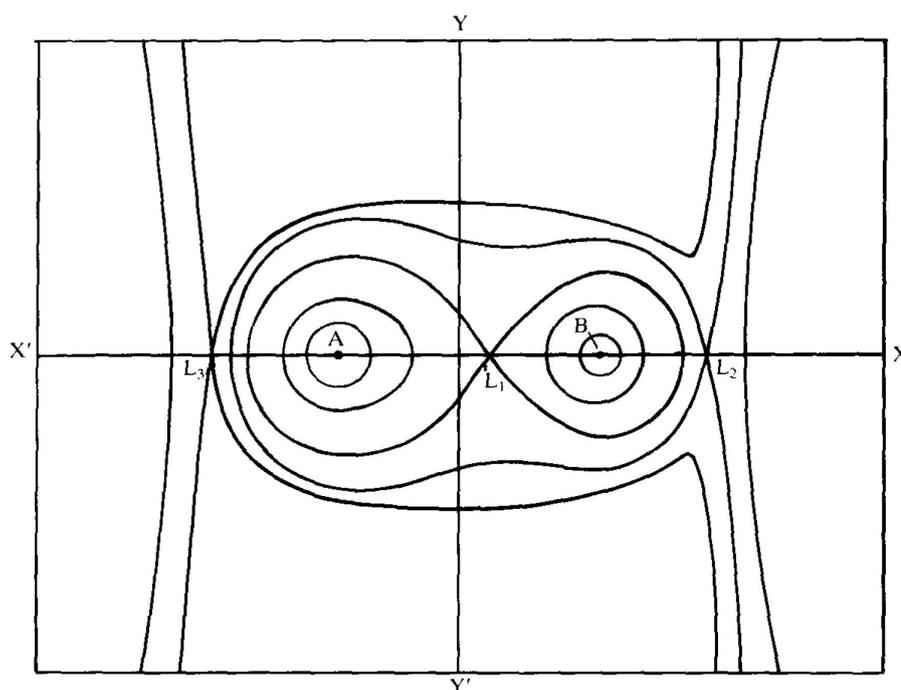


Figura 3.1: Le superfici equipotenziali di Roche nel piano che contiene i centri delle due stelle (A e B) e l'asse di rotazione. I punti L1, L2, L3 dove le superfici si intersecano sono chiamati punti lagrangiani. L'equipotenziale che circonda una delle due stelle e che include L1 è chiamato lobo di Roche della stella. Se una stella riempie il suo lobo di Roche, la massa può essere trasferita al suo compagno (tratta da R. J. Tayler, 1994)[33].

Il raggio efficace del lobo di Roche (R_L) dipende unicamente dalla separazione orbitale (a) e dal rapporto di massa (q). Per una stella di massa M_1 in binaria con una stella di massa M_2 , R_L è approssimato dalla formula:

$$R_L = \frac{0.49q^{-2/3}}{0.6q^{-2/3} + \ln(1 + q^{-1/3})} A \quad (3.2)$$

(P. P. Eggleton, 1983)[34], dove $q = M_2/M_1$. Un'espressione analoga esiste per la stella di massa M_2 .

Nelle binarie separate, entrambe le stelle presentano raggi inferiori rispetto al loro lobo di Roche; quindi, il trasferimento di massa tramite RLOF non può avvenire, e le interazioni gravitazionali principali sono dovute sia a maree reciproche[35] che attraverso venti stellari (2.2). Quest'ultima modalità per lo scambio di materia, tuttavia, non risulta molto efficace se confrontato con il RLOF.

Definito il lobo di Roche, nella prossima sezione, verrà mostrato come il superamento della superficie equipotenziale da parte di una delle due stelle determini un trasferimento di massa verso la compagna che può essere stabile o instabile, influenzando drasticamente quello che è

l'evoluzione e il destino finale del sistema binario.

3.2.2 Trasferimento di massa stabile e instabile

Quando le componenti di un sistema binario risultano sufficientemente vicine, danno origine ad un sistema binario stretto, iniziando una fase di trasferimento di massa tra le due stelle, influenzandone l'evoluzione successiva. Lo scambio di materiale avviene secondo due modalità: stabile o instabile.

Il trasferimento stabile e (quasi-)conservativo porta una delle due stelle ad accrescere tutta o buona parte della massa proveniente dalla compagna, portando ad un allargamento della binaria. Questo processo termina quando la maggior parte dell'involucro ricco di idrogeno della donatrice è trasferito alla ricevitrice o perso all'interno del sistema lasciando come risultato una stella di elio con, al massimo, un piccolo involucro ricco di H. Se la stella che accresce materiale si trova nella sequenza principale, questa ringiovanisce² ed appare nel diagramma H-R come una stella più massiccia lungo la sequenza principale. Nel caso il trasferimento si verifichi quando la ricevente ha già esaurito l'idrogeno nel nucleo, questa potrebbe modificare drasticamente la sua evoluzione successiva, esplodendo come una supergigante blu anziché rossa (nel caso la stella sia massiccia)[31].

Il trasferimento di massa diventa instabile quando il materiale che la stella dona alla sua compagna è maggiore rispetto a quello che questa riesce ad accrescere. Allora, ciò che è stato trasferito si accumula sulla stella arrivando a superare il proprio lobo di Roche con conseguente formazione di un involucro comune che ingloba sia il nucleo della donatrice che l'intera stella ricevente (3.3). Questo processo avviene, generalmente, quando la stella donatrice è una gigante o supergigante con involucro convettivo. Una volta che si forma questo tipo di sistema, l'attrito delle due stelle con l'involucro farà sì che le due compagne si avvicinino spiraleggiando fino a rilasciare sufficiente energia orbitale per rimuoverlo. La binaria risultante avrà tempi orbitali molto più brevi rispetto a quella iniziale poiché le due stelle avranno una separazione orbitale minore (tipicamente compreso tra 0.1 e 10 giorni)[31]. Rispetto al trasferimento di massa stabile, l'evoluzione con involucro comune tende a produrre sistemi molto più stretti.

M. S. Hjellming & R. F. Webbink et al. (1989)[36] hanno introdotto un parametro noto come esponente di massa-raggio ξ , che fornisce una valutazione della stabilità del trasferimento di massa da un donatore a un ricevente, basata sulla velocità e sulle condizioni nelle quali av-

²Si parla di ringiovanimento stellare quando una stella presenta caratteristiche evolutive che appartengono a stelle della stessa classe spettrale formatesi più recentemente. Questo si osserva principalmente nei sistemi binari dove, a causa di processi come il trasferimento o l'accrescimento di massa dalla compagna, una stella modifica la propria struttura interna. L'aumento della massa, infatti, può innescare nuovamente la fusione termonucleare nel nucleo o alterare la sequenza evolutiva della stella portandola a comportarsi come una stella di massa maggiore in una fase evolutiva antecedente rispetto a quella prevista.

viene. Questi esponenti derivano dalla relazione $R \propto m^\xi$ e, in generale, saranno rappresentate nella forma di derivata logaritmica del raggio del lobo di Roche rispetto alla massa del donatore, ovvero:

$$\xi_L = \frac{d \ln R_L}{d \ln M}. \quad (3.3)$$

A questo punto si introducono due variabili: la prima descrive i cambiamenti del raggio del lobo di Roche a causa di variazioni puramente adiabatiche³ della massa del donatore m_d , mentre la seconda descrive i medesimi cambiamenti ma a causa di variazioni puramente termiche⁴:

$$\xi_{ad} = \left(\frac{d \ln R}{d \ln M} \right)_{ad}, \quad \xi_{th} = \left(\frac{d \ln R}{d \ln M} \right)_{th}. \quad (3.4)$$

È possibile definire tre modalità con cui può avvenire un RLOF in funzione di altrettanti tempi di scala differenti: il trasferimento di massa nucleare, il trasferimento di massa termico e, infine, il trasferimento di massa dinamico.

Se $\xi_{ad} < \xi_L$, la stella non può mantenere l'equilibrio idrostatico all'interno del suo lobo di Roche e il trasferimento di massa avviene su una scala temporale dinamica⁵: il tasso di perdita effettivo è limitato dal solo flusso sonico di gas attraverso il punto lagrangiano interno (ciò è noto come trasferimento di massa dinamico). L'analisi operata da K. D. Temmink (2023)[37] mostra come le giganti convettive presentino una maggiore stabilità durante il RLOF. Questo accade perché una risposta adiabatica effettiva della stella donatrice si verifica solo quando il tasso di trasferimento di massa supera un valore molto elevato (circa $> 10^{-4} M_\odot$ [38]), a causa del breve tempo di scala termico negli strati più esterni di una gigante rossa. Quando il rapporto tra le masse della coppia supera il valore critico q_{qad} (il quale varia in funzione del tipo spettrale delle stelle binarie), il trasferimento avviene in modo incontrollato poiché si intensifica durante il processo, causando un'evoluzione dinamica del sistema. Sia le stelle con profonde zone di convezione superficiale, che quelle degeneri, risultano essere instabili se tale perdita di massa

³Ci si riferisce a cambiamenti nelle condizioni fisiche (come pressione e densità) all'interno di una stella che avvengono senza scambio di calore con l'ambiente circostante. Ciò implica che, durante una variazione puramente adiabatica come una perdita di massa o un cambiamento della struttura interna, l'energia termica del sistema rimane invariata ma la sua temperatura aumenta o diminuisce a seconda del caso. Il tempo caratteristico affinché la stella risponda a tali perturbazioni interne prende il nome di tempo scala dinamico ed è indicato nel modo seguente: τ_{dyn}

$\approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}}$, dove M, R e L sono, rispettivamente, massa, raggio e luminosità della stella.

⁴Queste si verificano quando c'è uno scambio di calore tra le diverse parti della stella o tra la stella e l'ambiente circostante. Nel contesto dell'interno stellare, le variazioni termiche sono legate al tempo scala termico o di Kelvin-Helmholtz che descrive quanto rapidamente una stella risponde ai cambiamenti legati alla temperatura e viene calcolato come: $\tau_{KH} \approx \frac{GM^2}{RL}$, dove M, R e L sono, rispettivamente, massa, raggio e luminosità della stella.

⁵La scala temporale dinamica è il tempo caratteristico entro cui una stella risponde alle forze gravitazionali che agiscono su di essa, come, ad esempio, a seguito di una perturbazione. Questa scala misura quanto rapidamente una stella ritorna all'equilibrio idrostatico. Una formula approssimativa per la scala temporale dinamica è: $\tau_{dyn} \sim$

$\sqrt{\frac{R^3}{GM}}$ dove R è il raggio stellare, G la costante di gravitazione universale e M la massa della stella. Questa scala temporale è tipicamente molto breve, dell'ordine di minuti o ore, a seconda della stella.

avviene su scala temporale dinamica, a meno che la primaria non sia significativamente meno massiccia rispetto alla secondaria, in modo che ξ_L sia negativo e inferiore a ξ_{ad} .

Se la relazione $\xi_L < (\xi_{ad}, \xi_{th})$ è verificata, il trasferimento di massa avviene esclusivamente attraverso la graduale espansione della stella causata dall'evoluzione nucleare o dalla contrazione del suo lobo di Roche. Quest'ultima opzione è dovuta alla perdita di momento angolare tramite onde gravitazionale o venti stellari magnetici⁶. La quantità di materia trasferita è regolata in modo che il raggio della stella primaria rimanga leggermente più grande del suo lobo di Roche mantenendo, nel frattempo, l'equilibrio termico.

Se $\xi_{th} < \xi_L$, potrebbe verificarsi una situazione in cui la stella riesce a rimanere all'interno del proprio lobo di Roche mantenendo solo l'equilibrio idrostatico, ma non quello termico. Tale equilibrio può essere ristabilito dalla stella attraverso l'allargamento del suo raggio, il quale può arrivare a superare quello del suo lobo di Roche. Poiché l'espansione avviene su una scala temporale termica, il trasferimento di massa si verificherà nella medesima scala. Questo scenario è complesso da trattare, poiché l'intervallo in cui ciò avviene è piuttosto lungo se confrontato con il periodo orbitale, ma risulterà breve rispetto ai tempi di evoluzione nucleare. In generale, la prima fase del RLOF è relativamente corta poiché avviene su un tempo scala termico. In queste condizioni, la stella donatrice cerca di ristabilire l'equilibrio termico mentre il tasso di trasferimento raggiunge il suo picco. Questo stadio è seguito da uno significativamente più lungo, guidato dall'espansione naturale dell'involucro esterno della primaria in tempi scala che rispettano quelli della sua evoluzione al tempo del trasferimento. I tassi con cui la massa viene spostata dipendono dai parametri del sistema binario all'inizio del RLOF, nel senso che sia le stelle donatrici più evolute che quelle più massicce saranno soggette ad una rapida perdita di materiale. Questa tendenza si verifica poiché la scala temporale termica complessiva diminuisce all'aumentare della luminosità e del raggio stellare. In entrambi i casi, è possibile determinare una stima della massa massima persa dalla stella primaria, trasferita alla secondaria, attraverso la seguente equazione:

$$\dot{M}_{1R} \propto (\ln R_1/R_{L1})^3 \quad (3.5)$$

dove R_1 è il raggio della primaria, R_{L1} è il raggio del suo lobo di Roche[40]. La seconda equazione viene scelta sperimentalmente per garantire che il trasferimento di massa rimanga costante.

⁶Le interazioni tra il campo magnetico e le particelle presenti negli strati più esterni di una stella conferiscono a queste ultime energia sufficiente per vincere l'attrazione gravitazionale stellare. Questo fenomeno dà origine ai venti stellari, i quali determinano una minima perdita di massa prima che la stella si trasformi in una gigante rossa[39].

3.2.3 Limite all'accrescimento di un buco nero

Le proprietà natali di un buco nero in un sistema binario sono influenzate dal trasferimento di massa e di momento angolare dalla stella compagna che riempie il proprio lobo di Roche.

Analizzando la velocità con cui un buco nero accresce massa si nota che questa può essere limitata dal tasso di accrescimento di Eddington (\dot{M}_{Edd}), oltre il quale la pressione dei fotoni provenienti dalla materia in accrescimento diventa così intensa da bilanciare la forza di gravità che tende a farla collassare:

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{4\pi GM_{BH}}{\eta\kappa c} \approx 2.6 \times 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1} \left(\frac{M_{BH}}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{\eta}{0.1} \right)^{-1} \left(\frac{1+X}{1+0.7} \right)^{-1} \quad (3.6)$$

dove M_{BH} è la massa del buco nero, c è la velocità della luce e $\eta \approx 0.1$ è l'efficienza con cui il BH converte la massa accresciuta in energia radiativa. La luminosità, definita in funzione dell'accrescimento di massa \dot{M} vale $L_{BH} = \eta \dot{M}_{acc} c$, mentre l'opacità radiativa dovuta allo scattering elettronico è $\kappa = 0.2 (1 + X) \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, dove X è la frazione di massa dell'idrogeno. Se \dot{M}_{Edd} viene superato, la massa in eccesso, così come il momento angolare ad essa associato, viene persa dal BH stesso durante il suo moto orbitale. Questo discorso vale in particolare per i sistemi binari con stelle massicce, dove \dot{M}_{Edd} limita molto l'accrescimento in massa dei BH. Nell'equazione precedente è possibile notare come il limite di Eddington vale solo nel caso in cui è garantita la simmetria sferica o quando il trasferimento di massa è conservativo. Tuttavia, la violazione di queste caratteristiche è molto comune nei sistemi con BH[1]. Esistono diversi modelli che si basano sulla presenza di un disco di accrescimento attorno al buco nero con tasso di accrezione che può essere moderatamente o altamente di super-Eddington (nel primo caso il disco sarà molto sottile, mentre nel secondo con uno spessore maggiore man mano che ci si avvicina al centro). Due modelli che possono far chiarezza su questi tassi di accrezione sono quelli di M. A. Abramowicz et al. (1988)[41] e di B. Paczyński & P. J. Wiita (1980)[42].

Il primo afferma che i dischi di accrescimento intorno ai buchi neri si ampliano con tassi moderatamente superiori al limite di Eddington e presentano uno spessore molto sottile. Questi tassi sono associati a una nuova tipologia di soluzioni per le equazioni che descrivono il comportamento del disco intorno a un buco nero (in particolare, queste soluzioni rappresentano stati di equilibrio in cui il disco può esistere per determinati tassi di accrescimento), che comportano un ulteriore raffreddamento grazie a processi come il Roche lobe overflow e l'advezione orizzontale del calore⁷. La relazione tra il tasso di accrescimento e la densità superficiale del disco, definita dalla forma non-lineare $\ln \Sigma = \text{cost} + \ln \dot{M} - \ln \alpha$ (con Σ e α si indica, rispettivamente, la densità superficiale e viscosità del disco mentre \dot{M} è il tasso di accrescimento), forma una

⁷Trasporto di calore all'interno di un fluido (in questo caso, il disco di accrescimento) attraverso il movimento del fluido stesso.

curva a "S". La forma a "S" riflette la presenza di regimi multipli di accrescimento: uno stato freddo e stabile a basso \dot{M} , uno stato caldo e stabile ad alto \dot{M} e una regione instabile intermedia. Il secondo articolo spiega che, quando il tasso di accrescimento di un disco intorno a un buco nero supera di molto il limite di Eddington, il disco entra in un regime in cui il raffreddamento del gas avviene principalmente tramite advezione, piuttosto che attraverso l'emissione della radiazione all'esterno. Questo processo riduce l'efficienza complessiva del disco nel convertire la massa accresciuta in energia luminosa. A tassi di accrescimento molto elevati, la luminosità del disco non cresce più in modo proporzionale al tasso di accrescimento, perché gran parte dell'energia resta "intrappolata" nel gas a causa dell'elevata opacità del fluido e viene trasportata verso il buco nero invece di essere irradiata. Questo rende il disco meno luminoso di quanto ci si aspetterebbe in base ai modelli standard, ma permette comunque di accrescere massa a tassi molto alti.

Insieme al momento angolare e alla massa che vengono accresciuti durante il trasferimento, un altro parametro che acquista importanza in questo contesto è lo spin iniziale o natal spin del buco nero. Il modello di K. S. Thorne (1974)[43], utilizza la seguente nomenclatura ed espressione:

$$a_{spin} = \frac{cJ_{BH}}{GM_{BH}^2} \quad (3.7)$$

con a_{spin} il parametro adimensionale che indica lo spin del buco nero e J_{BH} il suo momento angolare. Nel caso idealizzato in cui l'accrescimento si verifica a partire dall'ultima orbita circolare stabile all'interno di un disco sottile centrato in un BH, si può descrivere l' a_{spin} di tale oggetto, inizialmente non-rotante, nel seguente modo:

$$a_{spin} = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \frac{M_{BH;ini}}{M_{BH;fin}} \left(4 - \sqrt{18 \left(\frac{M_{BH;ini}}{M_{BH;fin}}\right)^2 - 2}\right) \quad (3.8)$$

che vale per $M_{BH;fin} < \sqrt{6M_{BH;ini}}$. Se il disco risulta essere spesso o se, invece, l'accrescimento si verifica a partire da un'altra regione, è probabile che l'aumento dello spin del BH sarà meno efficiente rispetto a quello che si misurerebbe sfruttando l'equazione precedente. Inoltre, potrebbe subentrare un altro fenomeno in grado di influenzare abbondantemente il natal spin, ovvero la presenza di campi magnetici. Questi, se si trovano nelle regioni interne del disco di accrescimento, possono rallentare lo spin del buco nero o, addirittura, limitarne la crescita. Nella figura 3.2 viene messa in mostra la correlazione tra a_{spin} e ΔM dove quest'ultima è la massa aggiunta a quella iniziale $M_{BH;ini}$ del buco nero con a_{spin} nullo (definita da $\Delta M = 3M_{BH;ini}[\sin^{-1}(M_{BH;fin}/3M_{BH;ini}) - \sin^{-1}(1/3)]$). Rimanendo all'interno del modello appena utilizzato per ottenere l'equazione da cui si ricava lo spin, è possibile notare che il passaggio da $a_{spin} = 0$ al valore massimo $a_{spin} = 1$ necessita di un trasferimento di massa minima

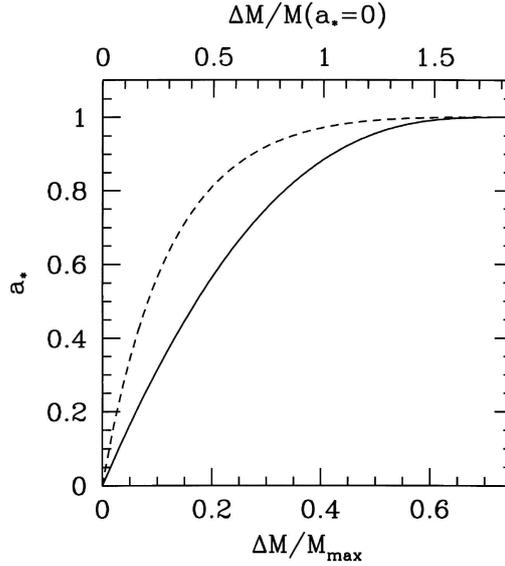


Figura 3.2: Spin del buco nero a_{spin} rispetto alla massa accresciuta ΔM , in unità della massa finale quando lo spin è massimo (M_{max}) (linea continua, asse inferiore) e in unità della massa iniziale a spin zero $M(a_{spin} \approx 0)$ (linea tratteggiata, asse superiore) (tratta da A. R. King, 1999)[44].

pari a $\Delta M = 1.85 M_{BH;ini}$. La possibilità di accrescere la propria massa, però, è limitata dal limite di Eddington che permette l’acquisizione di una piccola frazione di ΔM . D’altra parte, se \dot{M}_{Edd} viene superato, è improbabile che la massa accresciuta provenga da un disco sottile. Per aumentare lo spin da quello iniziale pari a zero fino ad un valore $\simeq 1$, il BH deve aver accresciuto una massa pari a 0.75 della sua massa gravitazionale. Pertanto, l’equazione che descrive a_{spin} è ridotta a semplice limite superiore per il natal spin.

3.3 Inviluppo comune

La fase definita di “inviluppo comune” (CE) ha un’influenza importante nella vita di un sistema binario e nella formazione dei buchi neri. Durante questa fase, una delle due stelle, tipicamente una gigante o supergigante, si espande fino a inghiottire la sua compagna più piccola formando un unico inviluppo gassoso comune che circonda entrambi i nuclei stellari. Questo porta ad una riduzione della separazione orbitale tra le due stelle, le quali, successivamente, possono evolversi fino a formare dei buchi neri. Se il sistema sopravvive alle supernove che si sviluppano al termine della vita delle singole componenti, può formare dei BBH molto stretti. Un’eventuale emissione di onde gravitazionali porta l’orbita a restringersi ulteriormente, giungendo ad una coalescenza tra i due oggetti compatti.

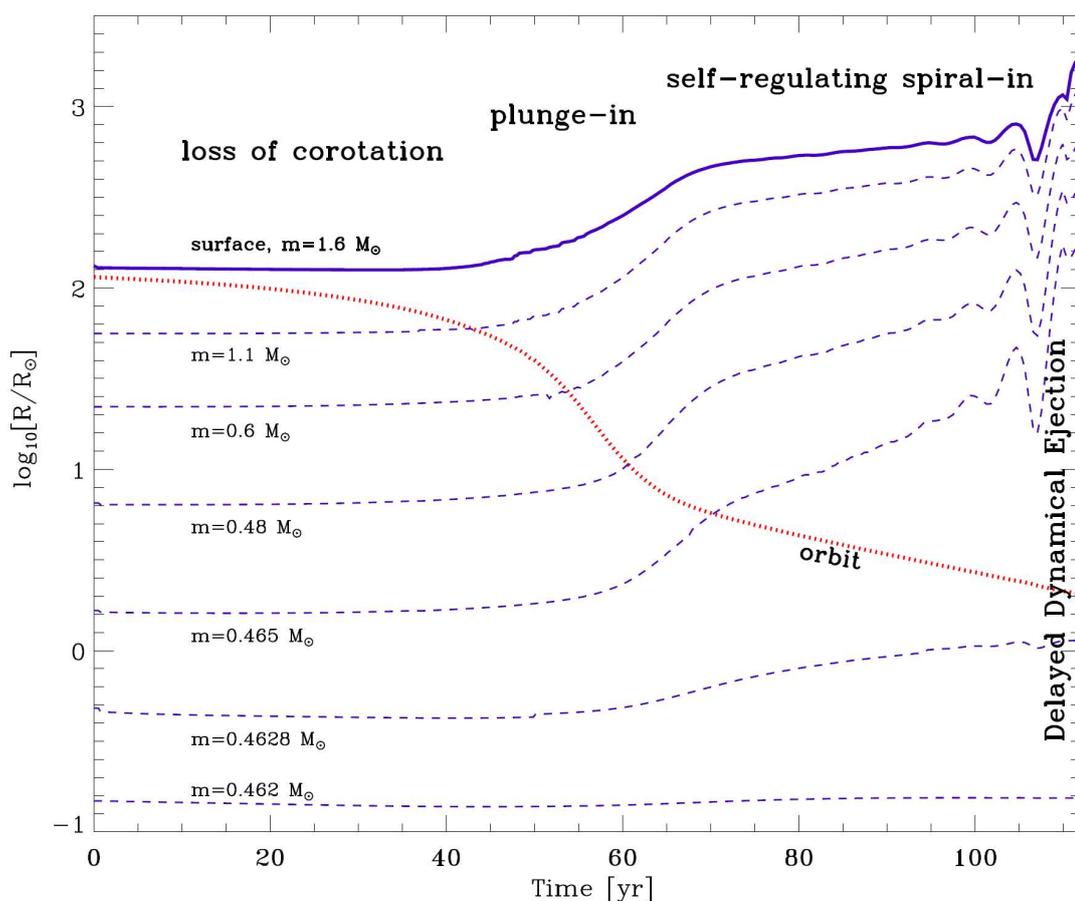


Figura 3.3: Le principali fasi di un evento CE prima che sia stato espulso l’involuppo comune o sia avvenuta la fusione delle due componenti del sistema binario. L’evoluzione illustrata è quella di due stelle, una gigante rossa di massa $1.6 M_{\odot}$ e una nana bianca di $0.3 M_{\odot}$. Per tale grafico è stata utilizzata una simulazione idrodinamica 1-D presente in N. Ivanova (2002)[45]. Non tutte le fasi vengono attraversate durante gli eventi CE. Le linee tratteggiate indicano le posizioni a coordinate di massa costante, mentre la linea punteggiata rappresenta la posizione del compagno in fase di avvicinamento.

3.3.1 Le fasi principali e post-CE

Per una migliore analisi di come avviene l’evoluzione di due oggetti legati in un sistema binario nella fase di involuppo comune, può essere utile suddividere la progressione di un evento CE in diverse fasi distinte, in cui ognuna di esse opera su una propria scala temporale. La visualizzazione della figura 3.3 può aiutare a comprendere come si susseguono le varie tappe principali del CE.

Perdita di co-rotazione

La fase di CE all’interno di un sistema binario, può essere innescata da diversi fenomeni:

1. Trasferimento di Massa Dinamicamente Instabile. Un trasferimento di massa può diventare dinamicamente instabile se la stella donatrice, a causa della sua evoluzione, si espande oltre il suo lobo di Roche. Un processo che ostacola la formazione di un involucro comune è la perdita di massa pre-CE tramite vento stellare che tende ad allargare il sistema binario: può ridurre sia il materiale dell'involucro sia la sua energia di legame, evitando completamente la formazione di un involucro comune. Nei sistemi di stelle massicce AGB, tale trasferimento di massa avviene attraverso venti pre-RLOF che possono essere amplificati dalla presenza di un compagno ravvicinato[46]. Nel caso la perdita di massa da parte di una delle due compagne non avvenga tramite vento stellare ma attraverso RLOF con l'espulsione di buona parte dell'involucro, allora si avrà una diminuzione dell'energia richiesta per espellerlo durante la fase CE e un aumento della probabilità che, alla fine, il sistema binario sopravviva.

2. Instabilità di Darwin e Instabilità Mareale Secolare. L'instabilità di Darwin si verifica quando il momento angolare di spin del sistema, dovuto alla rotazione delle due stelle che ne fanno parte, supera 1/3 del suo momento angolare orbitale. Questa instabilità è dovuta al fatto che rimuovere momento angolare dall'orbita della binaria causa una diminuzione del periodo orbitale, accelerando la rotazione. In un sistema binario bloccato marealmente, la stella più massiccia, evolvendosi, si espande riducendo il proprio spin a causa della conservazione del momento angolare. Per rimanere sincronizzata, le forze mareali la riaccelerano, estraendo momento angolare dall'orbita. Se il momento d'inerzia dell'orbita della binaria è molto più grande di quello delle singole stelle, lo scambio di momento angolare non destabilizzerà il sistema. Tuttavia, se l'orbita non riesce a fornire il momento angolare di spin richiesto, le stelle entrano nella CE. L'interazione mareale diventa significativa, invece, quando la separazione orbitale è 2 - 3 volte il raggio della gigante. Una stella in questa fase può essere accelerata marealmente anche a separazioni orbitali maggiori (a), fino a raggiungere un valore massimo:

$$a_{max} \simeq 5R_g \left(\frac{\tau_{ev}}{10^6 yr} \right)^{1/8} \left(\frac{M_2}{0.1M_\odot} \right)^{1/8} F(L_g, R_g, M_{env}) \quad (3.9)$$

dove $F(L_g, R_g, M_{env})$ varia lentamente con la luminosità, il raggio e la massa dell'involucro della primaria gigante. M_2 è la massa della stella secondaria e τ_{ev} rappresenta il tempo caratteristico di evoluzione di una stella, in questo caso nella fase di gigante. Da notare che la separazione orbitale del sistema aumenta con il crescere della massa del compagno.

3. Reazione dell'accettore e riempimento dell'orbita di materia. Se il trasferimento di massa procede a un ritmo troppo elevato affinché la materia possa essere accresciuta dal com-

pugno compatto e il sistema non riesce ad espellerla rapidamente, questa si accumula nell'involucro comune. Alcuni esempi possono essere un involucro intrappolato attorno a una stella di neutroni alimentata a tassi super-Eddington o una nana bianca accretante che si riattiva formando una gigante rossa.

La perdita della co-rotazione avviene su una scala temporale dinamica. Prima di questo, la struttura stellare è fortemente influenzata dalla storia del trasferimento di massa, con una fase preparatoria che può durare centinaia di anni.

Il plunge-in e la sua terminazione

Durante la fase detta di plunge-in, l'immersione a spirale avviene su una scala temporale relativamente breve, dell'ordine di alcune centinaia di giorni. Durante questo periodo, una piccola parte dell'involucro comune viene espulsa dal sistema binario, stabilizzando infine la distanza orbitale. Durante la rapida fase di plunge-in, l'energia orbitale viene trasferita all'involucro, provocandone l'espansione, la sua potenziale espulsione immediata oppure una rapida fusione tra le due stelle. Analizzando il sistema da un punto di vista energetico si può cercare di comprendere l'evoluzione intrapresa dalla binaria. Le componenti dell'energia interna includono i termini termici della teoria cinetica e vengono indicati come U_{th} . Quest'ultimi determinano l'energia della materia in cui elettroni e ioni si trovano in uno stato con una separazione tra loro infinita, combinando l'energia interna associata alla cinetica delle particelle e quella immagazzinata nella radiazione. Per unità di volume, l'energia interna è espressa come:

$$\frac{U_{th}}{V} = aT^4 + \sum_{particelle} \sum_{g.d.l} \frac{k_B T}{2} \quad (3.10)$$

dove la somma include tutte le particelle presenti e i loro gradi di libertà disponibili (g.d.l.). Un importante contributo deriva dall'energia di ricombinazione, ΔE_{recomb} , rilasciata quando il plasma si ricombina e che porta alla formazione di molecole. Per calcolare tale energia basterà sommare i potenziali di ionizzazione e dissociazione degli ioni e degli atomi presenti. L'energia di ricombinazione è stata proposta come meccanismo per spiegare l'espulsione delle nebulose planetarie e contribuisce alla rimozione dell'involucro comune (CE). Un elemento fondamentale da tenere in considerazione è che l'energia di ricombinazione non contribuisce all'equilibrio instaurato tra l'energia cinetica e potenziale gravitazionale. Questo fattore rende l'energia di ricombinazione una riserva energetica aggiuntiva che può essere utilizzata durante l'espulsione dell'involucro comune insieme a quella gravitazionale che, da sola, non sarebbe in grado di svolgere tale compito. Al contrario dell'energia termica che viene rilasciata ad alte temperature, l'energia di ricombinazione si libera a temperature più basse. Questo meccanismo potrebbe essere innescato durante l'espansione e il raffreddamento dell'involucro, dando un ultimo impulso

per rompere il legame. C'è anche la possibilità che tale energia venga condotta in superficie e irradiata, portando ad una riduzione della sua efficacia nell'espulsione dell'involucro comune.

Self-regulating spiral-in

Dopo un rapido plunge-in iniziale, la spirale interna entra in una fase di self-regulating spiral-in, durante la quale l'involucro può espandersi a tal punto da rallentare la spirale discendente del sistema binario, portando alla formazione di uno stato auto-regolante. In questo contesto, la velocità con cui l'orbita si restringe è influenzata dalla densità della regione intorno alla stella secondaria: un riscaldamento insufficiente porta ad un incremento della densità locale, accelerando lo spiraleggiamento con conseguente innalzamento dell'energia termica. Mentre il gas permane nell'involucro condiviso, le stelle continuano a spiraleggiare a causa di interazioni con il gas circostante che non si limitano a semplici effetti locali o a zone ad esse adiacenti. Tale processo avviene ad un ritmo molto più lento rispetto alla fase dinamica di "plunge-in". L'energia derivante dal decadimento orbitale della binaria, dovuta alla dissipazione viscosa nella regione in cui la secondaria spiraleggia, viene termalizzata. Inoltre, si verifica il trasferimento di momento angolare alla materia dell'involucro a causa della formazione di onde a spirale su larga scala, con bracci che co-ruotano insieme al sistema binario. Parte dell'energia che caratterizza tale onda a spirale viene dissipata sotto forma di calore, lontana dalla secondaria, e una porzione della materia dell'involucro viene espulsa poiché l'energia cinetica orbitale viene trasferita direttamente al CE. Quindi, l'energia rilasciata non è più sufficiente per mantenere una velocità di spiraleggiamento elevata poiché viene utilizzata per riscaldare l'involucro.

Un'altra fonte di energia con un ruolo importante per l'evoluzione dei sistemi binari in questa fase è la fusione nucleare. Nel caso in cui la binaria non si sia fusa durante la fase di plunge-in dinamico, una stella, nella fase di self-regulating spiral-in, nel corso della sua evoluzione riempirà il proprio lobo di Roche[47]. La continua resistenza frizionale esercitata sulla stella che sta perdendo massa mentre attraversa l'involucro comune mantiene attivo il processo di restringimento dell'orbita, costringendo il trasferimento di massa a crescere in intensità. Un flusso di materiale ricco di idrogeno può penetrare all'interno del nucleo della gigante, raggiungendo la regione dove avviene la combustione dell'elio. Questo incontro porta all'espulsione del guscio di elio poiché la sua energia di legame, se confrontata con l'energia nucleare rilasciata durante la combustione esplosiva dell'idrogeno, risulta inferiore. Il resto dell'involucro comune è molto meno legato e viene anch'esso espulso. Il risultato sarà una binaria compatta costituita dal nucleo della gigante e dalla compagna a bassa massa. Un'espulsione esplosiva dell'involucro potrebbe aiutare una compagna meno massiccia a sopravvivere alla fase di CE, rendendo più plausibile la formazione di binarie a raggi X con buchi neri di piccola massa[46].

Nel caso l'involucro non venga espulso durante la fase di auto-regolazione, i due nuclei o l'og-

getto compatto e il nucleo compagno spiraleggeranno fino a fondersi. Questo evento fa sì che il sistema binario non possa evolversi nel formare un BBH.

3.3.2 Formalismo $\alpha\lambda$

Il formalismo $\alpha\lambda$, introdotto da R. F. Webbink (1984)[48], è comunemente utilizzato per parametrizzare l'interazione tra una stella gigante e la sua compagna più compatta immersa nell'inviluppo comune[49][50][51]. Il parametro α descrive la frazione di energia orbitale rilasciata dalla binaria che è disponibile per espellere l'involucro della stella gigante. Questo formalismo è fondamentale per comprendere l'evoluzione dei sistemi binari e per prevedere i risultati finali della fase CE, individuando i casi in cui possono svilupparsi dei buchi neri.

L'idea alla base è che l'energia necessaria per rimuovere l'inviluppo comune provenga unicamente dalla componente energetica orbitale che viene rilasciata dallo spiraleggiamento interno dei due nuclei. Questa frazione di energia, utilizzata per rimuovere la CE, può essere definita nel seguente modo:

$$\Delta E = \alpha(E_{b,f} - E_{b,i}) = \alpha \frac{Gm_{c1}m_{c2}}{2} \left(\frac{1}{a_f} - \frac{1}{a_i} \right) \quad (3.11)$$

dove $E_{b,i}$ ed $E_{b,f}$ sono le energie orbitali di legame tra i due nuclei, a_i e a_f sono i semi-assi maggiori, tutto, rispettivamente, prima e dopo la fase CE, m_{c1} e m_{c2} sono le masse dei due nuclei. È possibile esprimere l'energia di legame dell'inviluppo come:

$$E_{env} = \frac{G}{\lambda} \left[\frac{m_{env,1}m_1}{R_1} + \frac{m_{env,2}m_2}{R_2} \right] \quad (3.12)$$

dove m_1 , m_2 e $m_{env,1}$, $m_{env,2}$ sono, rispettivamente, le masse totali del membro primario, secondario e le masse del loro involucro. R_1 e R_2 sono il raggio del primo membro e del secondo, mentre λ è un parametro inversamente proporzionale alla concentrazione dell'inviluppo e di cui permette di avere una misura. Non è un valore costante ma una variabile, che dipende non solo dalla massa della stella ma anche dal suo stadio evolutivo. Quando l'inviluppo comune risulta essere molto legato, allora $\lambda \ll 1$, rendendo il gas che lo compone più difficile da espellere. Questo andrà ad inficiare sull'aspetto finale della binaria che possiederà un'orbita ancora più stretta[52].

Il parametro α è adimensionale ed equivale al rapporto tra l'energia orbitale rimossa dalla spirale E_b e quella termalizzata dall'inviluppo ΔE :

$$\alpha = \frac{E_b}{\Delta E}. \quad (3.13)$$

In altre parole, α è il parametro che misura l'efficienza con cui viene espulso l'involucro comune[53]. Il suo valore si determina attraverso l'utilizzo di modelli numerici di evoluzione stellare e simulazioni idrodinamiche. Infatti, per i sistemi binari post-CE osservati, è possibile stimare α ricostruendo le condizioni iniziali del sistema binario (massa e raggio della stella primaria e separazione orbitale), confrontandole con le condizioni finali e le caratteristiche della compagna. Questo consente di risalire al valore di α sfruttando osservazioni dirette dei parametri stellari[54]. Generalmente, un elevato valore di α indica che gran parte dell'energia orbitale è stata utilizzata allo scopo di espellere l'involucro, mentre un valore basso suggerisce che l'energia orbitale non è stata sufficiente per rimuoverlo.

Imponendo $\Delta E = E_b$ è possibile ottenere i valori dei semiassi maggiori a_f per i quali si ha un'espulsione dell'involucro comune. In questo caso a_f è definita dall'espressione:

$$\frac{1}{a_f} = \frac{1}{\alpha\lambda} \frac{2}{M_{c,1}M_{c,2}} \left(\frac{m_{env,1}M_1}{R_1} + \frac{m_{env,2}M_2}{R_2} \right) + \frac{1}{a_i}. \quad (3.14)$$

Per un valore del parametro α grande si otterrà una separazione orbitale piuttosto ampia. Se la somma dei raggi dei due nuclei $R_1 + R_2$ è superiore rispetto alla separazione finale a_f , allora i due corpi si avvicineranno a tal punto da collidere o diventare una binaria a contatto. Lo scontro tra i due corpi porta alla loro fusione, determinando la fine della binaria. Nel caso in cui la somma dei raggi sia inferiore alla separazione orbitale, allora il sistema binario sopravvive, andando incontro ad una configurazione stabile con separazione orbitale $a_f \ll a_i$. Il sistema post-CE è piuttosto stretto, con separazioni orbitali il cui periodo $P_{orb} < 1$ giorno[51]. Le componenti della binaria, siano esse due stelle o una stella e un buco nero, possono continuare la loro evoluzione fino a che entrambe non saranno dei BH. In questo caso, si ha la formazione di una BBH dalla quale può essere liberata energia orbitale sotto forma di onde gravitazionali portando ad una coalescenza tra i due buchi neri orbitanti.

Dalla definizione che è stata data per il parametro α si osserva come quest'ultimo presenti sempre valori ≤ 1 . Tuttavia, come riportato da M. Mapelli (2020)[53], ci sono state numerose osservazioni di sistemi che presentavano $\alpha > 1$, un dato fisicamente non accettabile. Questo denota come il formalismo $\alpha\lambda$ sia una descrizione povera dei meccanismi che caratterizzano la fase CE, i quali richiederebbero una trattazione più complessa e accurata. Affinché ciò sia possibile, devono essere incluse altre fonti di energie oltre a quella menzionata nel corso della sezione. Alcune di queste sono l'energia di ricombinazione e nucleare, già definite in 3.3.1.

3.4 Gli effetti dei natal kick sull'evoluzione binaria

I natal kick, che si originano dalle esplosioni di supernove, hanno effetti importanti sull'evoluzione e sul destino finale di un sistema binario.

Le esplosioni di supernove nei sistemi binari avvengono su una scala temporale estremamente più breve rispetto al periodo orbitale, determinando una perdita di massa che avviene quasi istantaneamente. In questo caso, anche se la perdita di massa associata alla SN dovesse essere simmetrica questa risulterà, comunque, asimmetrica se vista nel sistema di riferimento del centro di massa della binaria, imprimendo su di essa un contraccolpo che prende il nome di contraccolpo di Blaauw–Boersma. Generalmente, l'espulsione di materia e l'emissione di radiazione non sono sferici, per cui l'oggetto compatto formato a seguito dell'esplosione di supernova viene accelerato, acquisendo una certa velocità di kick $\vec{\omega}$. Seguendo il trattamento analitico compiuto da K. A. Postonov & L. R. Yungelson (2014)[55] si giunge alla condizione necessaria affinché il sistema non si disgreghi a causa della SN. Questa condizione si ottiene ponendo in relazione il valore assoluto della velocità relativa finale del sistema post-SN $|\vec{V}_f|$ (che verrà indicato con V_f) e la velocità di fuga V_e :

$$V_f \geq V_e. \quad (3.15)$$

dove V_e è definita dalla seguente espressione:

$$V_e^2 = \frac{2G(M - \Delta M)}{a_i} = \frac{2V_i^2}{\chi}. \quad (3.16)$$

Quindi, un sistema binario rimane legato dopo l'esplosione di una supernova solo se il modulo della sua velocità finale V_f risulterà minore rispetto alla velocità di fuga V_e del sistema post-SN. In caso contrario, se il modulo della velocità finale è uguale o superiore alla velocità di fuga, il sistema si slega e le due stelle del sistema binario si allontanano.

Il procedimento analitico riportato di seguito mostra come si è giunti ad ottenere la relazione tra V_f e V_e . Nel modello utilizzato si considera un sistema binario con due stelle di massa M_1 e M_2 che si muovono in un'orbita circolare con separazione orbitale a_i e con una velocità relativa \vec{V}_i (il cui modulo verrà indicato con V_i). Ad un certo punto la stella M_1 esplose in modo simmetrico, lasciando un oggetto compatto dalla massa M_c . A meno che la binaria non venga disgregata, successivamente alla SN, il sistema avrà un semi-asse maggiore a_f ed una certa un'eccentricità e . La possibilità che si verifichi questo scenario dipende dal modulo della velocità finale V_f e dal parametro χ che si trova nella forma:

$$\chi \equiv \frac{M_1 + M_2}{M_c + M_2} \geq 1. \quad (3.17)$$

Il sistema binario si disgrega se la sua energia totale diventa non-negativa o se la sua eccentricità cresce superando l'unità. In altre parole, se:

$$\mu_f \frac{V_f^2}{2} - \frac{GM_c M_2}{a_i} \geq 0 \quad \text{e} \quad 1 - e^2 = \chi \frac{a_i}{a_f} \left(\frac{\omega_z^2 + (V_i + \omega_y)^2}{V_i^2} \right) \geq 1 \quad (3.18)$$

in cui:

- $\mu_f = \frac{M_c M_2}{M_c + M_2}$ è la massa ridotta del sistema dopo l'esplosione;
- a_i e a_f sono, rispettivamente, la separazione orbitale pre-SN e post-SN del sistema;
- ω_x, ω_y e ω_z sono le componenti della velocità di kick $\vec{\omega} = (\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ (il cui modulo verrà indicato con ω);
- V_i è il modulo della velocità relativa del sistema pre-SN con $V_i = \sqrt{\frac{G(M_1 + M_2)}{a_i}}$;
- G è la costante di gravitazione universale.

Da questi requisiti si ricava la seguente condizione per la rottura del sistema:

$$\frac{V_f}{V_i} \geq \sqrt{\frac{2}{\chi}} \quad (3.19)$$

la quale può essere riscritta in termini della velocità di fuga ottenendo, così, la disequazione definita all'inizio.

Nel caso siano presenti delle asimmetrie nell'espulsione della massa, maggiore sarà la deviazione da una perdita di massa sferica, più risulterà essere elevata la velocità impressa al residuo compatto che si origina dalla SN. Nella sezione 2.3.3 l'argomento è stato trattato in modo più accurato.

Si consideri il caso limite tale per cui la perdita di massa è molto piccola ($\Delta \approx 0$, $\chi = 1$) con un kick diverso da zero. Dall'equazione 3.4 si deduce che il sistema rimane sempre legato se si considerano kick relativamente piccoli, ovvero $\omega < (\sqrt{2} - 1)V_i$ mentre si disgrega sempre per $\omega > (\sqrt{2} - 1)V_i$. Se $V_f < V_i$, la separazione orbitale tra le due compagne subirà un restringimento dopo l'esplosione, ovvero $a_f < a_i$. Questo comporta una diminuzione dell'energia totale del sistema che diverrà più negativa, in altre parole, la binaria apparirà più compatta. Al contrario, se $V_i < V_f < \sqrt{2} V_i$, il sistema sarà soggetto ad un allargamento del proprio semi-asse maggiore senza, però, disgregarsi.

Passando al caso più generico in cui viene presa in considerazione una certa perdita di massa ΔM dalla binaria, in assenza di kick, il sistema rimane legato se la massa persa durante la SN è minore della metà della sua massa totale, ovvero $\Delta M < \frac{M_1 + M_2}{2} = \frac{M}{2}$, mentre si disgrega se $\Delta M > \frac{M}{2}$. Prendendo in considerazione le formule ottenute precedentemente trattando il caso $\Delta M =$

0, è possibile derivarne un'altra versione in cui ΔM è diverso da zero.

Per lo scenario in cui $\Delta M < \frac{M}{2}$, si ha che il parametro χ varia tra 1 e 2, mentre la velocità di fuga V_e è compresa tra $\sqrt{2} V_i$ e V_i . Dalla disequazione $V_f \geq V_e$ si ricava che il sistema rimane sempre legato se $\omega < V_e - V_i$, e si disgrega sempre per $\omega > V_e - V_i$. Ovviamente, per un dato kick ω , la probabilità che il sistema si disgreghi o diventi meno legato aumenta quando ΔM diventa più grande. Nel caso in cui $\Delta M > \frac{M}{2}$, la velocità di fuga della stella compatta diventa $V_e < V_i$ portando il sistema binario a disgregarsi se la velocità di kick ω è troppo grande o piccola, cioè se $\omega > V_i + V_e$ o $\omega < V_i - V_e$. Tuttavia, se ω assume valori intermedi all'intervallo sopra definito, il sistema non si slega. Nel caso la direzione del vettore $\vec{\omega}$ risulti opposta a quella di \vec{V}_i si riduce la separazione orbitale rendendo la binaria più stretta di prima.

Queste considerazioni sulla possibilità che un sistema binario sopravviva o si disgreghi dopo la formazione del primo buco nero sono cruciali per la formazione di un BBH. Infatti, se la compagna non esplosa all'interno del sistema si evolve ulteriormente fino a formare anch'essa un buco nero, il risultato finale sarà un sistema binario di buchi neri. Se l'orbita della binaria risultasse sufficientemente ridotta, potrebbe verificarsi una coalescenza tra i due BH. Questo dipende da come variano le velocità relative delle singole compagne e le separazioni orbitali una volta che la supernova ha avuto luogo. Ovviamente, se il sistema si slega sotto l'azione della SN, il buco nero originatosi dall'esplosione, rimarrà un oggetto compatto isolato.

3.5 Canali di formazione per le binarie di buchi neri

Per comprendere quali sono i diversi canali di formazione per le binarie di oggetti compatti in fusione è possibile utilizzare la generalizzazione di G. Iorio et al. (2023)[56][57].

- Canale I. È il canale più frequente ed include tutti quei sistemi che attraversano una fase di trasferimento di massa stabile prima che avvenga la formazione del primo oggetto compatto. L'evoluzione di queste binarie prosegue con lo sviluppo di un involuppo comune.
- Canale II. Questo canale comprende i sistemi che interagiscono attraverso un episodio di trasferimento di massa stabile senza poi sviluppare, successivamente, un CE.
- Canale III. I sistemi inclusi in questo canale sono quelli che, per almeno una volta, passano attraverso una fase CE prima che si sviluppi il primo oggetto compatto. Nel momento in cui si verifica ciò, la binaria è caratterizzata da una stella ricca di idrogeno e da una stella che ne è priva (un nucleo di elio o carbonio-ossigeno). Nella maggior parte dei casi, la stella meno evoluta, quando avviene la formazione del primo oggetto compatto, non ha

ancora sviluppato un proprio nucleo (in questo caso, si parla di involucro comune a nucleo singolo)

- Canale IV. Simile al canale III con la differenza che, in fase post-CE quando avviene la formazione del primo oggetto compatto, entrambe le stelle sono già state spogliate del loro involucro di idrogeno. Inoltre, il percorso evolutivo più comune, oltre a prevedere almeno un passaggio per la fase CE, include anche una distinta separazione tra l'involucro e il nucleo di entrambe le stelle (involucro comune a doppio nucleo).
- Canale 0 e V. Sono i canali che si presentano con la minore frequenza e che si distinguono per l'assenza di interazioni durante tutta l'evoluzione della binaria (canale 0) oppure fino alla formazione del primo oggetto compatto (canale V). Questo implica che i sistemi che popolano questi canali sono quelli sopravvissuti alla SN progenitrice dell'oggetto compatto. Inoltre, i kick impressi dall'esplosione portano i sistemi a ridurre sia il semi-asse maggiore che, eventualmente, l'eccentricità, riducendo anche il tempo di coalescenza.

I canali di formazione per binarie di oggetti compatti che si presentano con la maggiore frequenza sono il primo e il secondo, costituendo, rispettivamente, l'86% e il 4% di tutte gli eventi di fusione rilevabili (per una spiegazione più approfondita si rimandi alla lettura di F. S. Broekgaarden, 2021[57]). Per tale motivo, in questa sezione verranno approfonditi questi due canali, con particolare attenzione verso il primo.

Canale I

Per descrivere i meccanismi che regolano il canale I, si prenda un sistema composto da due stelle massicce, gravitazionalmente legate. Per semplificare la trattazione l'evoluzione delle singole stelle verrà sintetizzata e semplificata (se si vuole avere una visione più completa si rimanda alla lettura della sezione 2.1). Si faccia l'assunzione che, almeno inizialmente, entrambe le stelle siano ancora all'interno della sequenza principale. Quando la stella più massiccia termina il combustibile di idrogeno nel nucleo, il raggio stellare cresce fino a diventare una gigante con un nucleo di elio. L'involucro di idrogeno, in questa fase, presenta un raggio centinaia di volte maggiore rispetto quello iniziale e può riuscire ad eguagliare quello del lobo di Roche. Nel caso quest'ultimo venga oltrepassato dall'involucro, inizia una fase di trasferimento stabile di parte della massa alla compagna, mentre il restante viene perduto dal sistema. Dopo ulteriori stadi evolutivi (si veda 2.3.1), la primaria collassa formando un BH. Un collasso diretto, rispetto allo sviluppo di una supernova, genera un buco nero la cui massa è superiore alle $20 M_{\odot}$ e permette al sistema binario di rimanere legato. Questo, oltre a corrispondere alle caratteristiche dei BBH osservati da LVC (come riferisce M. Mapelli, 2020[29]) è dovuto al fatto che il collasso diretto implica un kick piuttosto debole, associato principalmente alla perdita di massa da parte

dei neutrini che sfuggono dalla stella. In tale contesto, il sistema binario presenta un semi-asse maggiore piuttosto ampio, che può estendersi dalle centinaia alle migliaia di raggi solari.

Il sistema entra nella fase di involuppo comune quando anche la secondaria lascia la sequenza principale e incrementa il proprio raggio. Il buco nero e il nucleo di elio cominciano a spiraleggiare verso il centro di massa del sistema con le stesse modalità viste in 3.3.1. Se l'energia termica e orbitale della binaria non è sufficiente ad espellere l'involuppo comune allora il BH si scontra con il nucleo di elio, fondendosi con esso. Il risultato sarà un singolo buco nero isolato. Nel caso in cui il sistema possieda sufficiente energia per espellere l'involuppo allora lo spiraleggiamento termina, il sistema binario sopravvive e sarà composto da un BH e una stella di elio spoglia. La separazione orbitale, a questo punto, è piuttosto ridotta (all'incirca qualche decina di raggi solari) rispetto alla fase pre-CE. Il nucleo di elio continua ad evolversi fino ad esplodere in una supernova. Se tale evento non imprime nel nucleo un kick sufficiente per slegare il sistema, quest'ultimo riesce a rimanere legato. Il nucleo può anche essere sufficientemente massiccio da collassare direttamente in un BH, permettendo al sistema di diventare un BBH che potrebbe fondersi entro il tempo di Hubble.

Se le stelle progenitrici sono molto massive ($\sim 60 - 80 M_{\odot}$), ad alte metallicità, queste, a causa dei venti stellari molto intensi, evolvono diventando supergiganti blu e lasciando oggetti compatti. Nello stesso intervallo di massa ma a basse metallicità queste muoiono come stelle supergiganti rosse. In tal caso, la separazione orbitale iniziale è molto ampia (ovvero $\geq 10^3 R_{\odot}$)[58]. Il loro involucro viene espulso completamente durante la fase CE e i BH che si formano alla fine della loro evoluzione non riescono a fondersi entro il tempo di Hubble. Perché avvenga una coalescenza tra buchi neri, la separazione orbitale iniziale deve rientrare all'interno di un intervallo di valori che possa permettere alla binaria di entrare in fase CE e poi lasciare un BBH dal periodo corto. Questo intervallo dipende fortemente dall'efficienza nella rimozione della CE e dai dettagli dell'evoluzione della massa e raggio stellare. Un'illustrazione di quanto detto finora nel corso della sezione si può osservare nella figura 3.4

Le ricerche compiute da N. Giacobbo (2018)[59] determinano una forte dipendenza della massa massima dei BBH dalla metallicità. Le simulazioni mostrano come a basse metallicità ($Z \geq 0.0004$), i BBH che si formano alla fine dell'evoluzione stellare delle sue componenti possiedono una massa totale $M_{tot} \sim 150 M_{\odot}$. Andando verso una metallicità più alta, prossima a quella solare ($Z = 0.02$), la massa massima dei BBH sarà $M_{tot,max} \sim 50 M_{\odot}$. Per quanto riguarda i BBH che si fondono entro un tempo di Hubble, i buchi neri più massivi a $Z \geq 0.0002$ hanno una massa massima $M_{BH,max} \sim 45 M_{\odot}$ mentre altri (seppur in numero molto più limitato) presentano $M_{BH,max} \geq 55 M_{\odot}$. Per metallicità maggiori ($Z = 0.02$), la massa massima è pari a $M_{BH,max} \sim 20 M_{\odot}$. È evidente come la massa massima dei BBH che si fondono sia significativamente inferiore rispetto a quella dei BBH stabili. La metallicità dei progenitori influenza

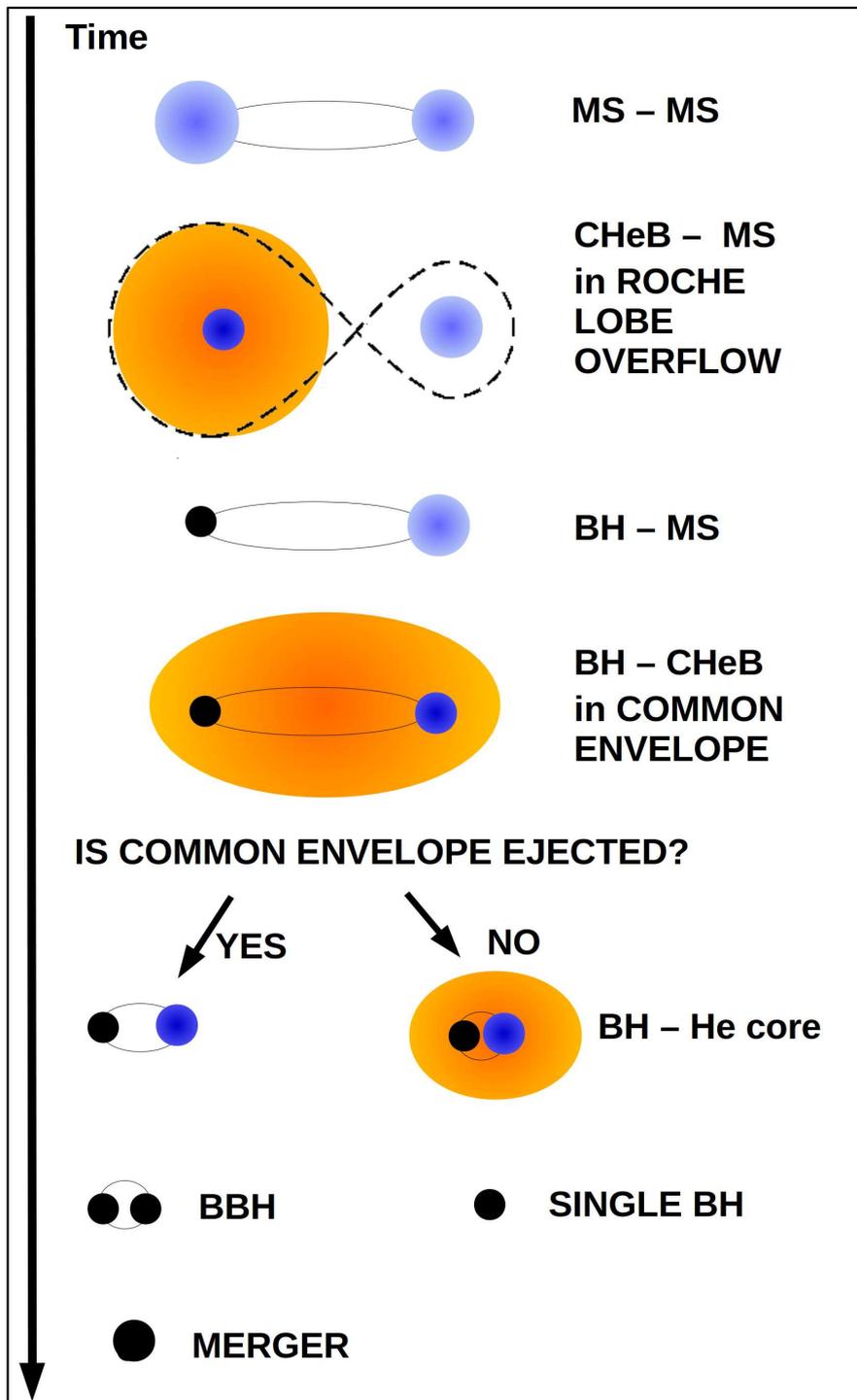


Figura 3.4: Una rappresentazione schematica delle tappe principali che caratterizzano l'evoluzione di una binaria stellare che dà origine ad un BBH in fusione.

anche la popolazione dei BBH, con il numero di questi sistemi che scala in maniera inversamente proporzionale a Z . Questa tendenza è forte soprattutto per le binarie che si fondono entro un tempo di Hubble. Infatti, come detto precedentemente, le stelle con alta metallicità tendono a sviluppare raggi maggiori e quindi una frazione più alta di sistemi binari si fondono prima di diventare BBH.

Assumendo il formalismo $\alpha\lambda$ discusso in 3.3.2, è possibile descrivere come varia il numero dei BBH che si fondono con Z relativamente alto ($0,006 \geq Z \geq 0,02$) per valori dei parametri nella fase CE diversi. Per $\alpha\lambda = 0.02$, il numero di BBH in coalescenza nell'intervallo di metallicità $0.006 \geq Z \geq 0.02$ risulta maggiore rispetto ai casi in cui $\alpha\lambda$ presenta dei valori più alti. Ciò è dovuto al fatto che per valori $\alpha\lambda$ inferiori, la fase di spiraleggiamento dei nuclei presenta un'efficienza α piuttosto elevata, portandoli ad una separazione orbitale sensibilmente ridotta. Questo implica che anche delle binarie con una separazione orbitale iniziale elevata possono dare origine a dei BBH che si fondono entro un tempo di Hubble (se riescono ad entrare nella fase di CE). Per BBH con una piccola massa ($M_{tot} < 12 M_{\odot}$) e metallicità relativamente bassa ($Z < 0.006$) si ha una diminuzione delle fusioni nei tempi di Hubble rispetto ai casi con $\alpha\lambda$ maggiore. Questo può essere dovuto al fatto che per $\alpha\lambda$ piccolo è più difficile espellere l'involucro comune nella fase CE e quindi il semi-asse maggiore minimo (a_{min}) al di sopra della quale una binaria sopravvive allo spiraleggiamento senza fondersi è più ampio per un $\alpha\lambda$ più basso.

Il parametro $\alpha\lambda$ influisce molto sulla sopravvivenza delle binarie con stelle di massa bassa e povere di metalli (per $M < 30 M_{\odot}$ e $Z \geq 0.006$) poiché i raggi stellari massimi $R_{max} < a_{min}$ per $\alpha\lambda = 0,02$ mentre, invece, si ottiene $R_{max} > a_{min}$ per $\alpha\lambda \leq 0,1$. Questo implica che lo stesso sistema binario si fonderà prematuramente per questi ultimi valori di $\alpha\lambda$. Invece, per stelle massicce (con metallicità qualsiasi) i raggi stellari massimi sono sempre $R_{max} \leq a_{min}$ (per l'intervallo centrato in $\alpha\lambda = 2$) e quindi le variazioni di $\alpha\lambda$ e di a_{min} non influenzano il numero di sistemi binari massicci che si fondono prematuramente prima di diventare BBH.

Canale II

Questo canale di formazione avviene in modo simile a quello descritto precedentemente, ma, a differenza di quest'ultimo, non comporta un trasferimento di massa instabile che porta allo sviluppo di un involucro comune. La stella primaria si espande fino a superare il proprio lobo di Roche, dando inizio a un episodio di trasferimento di massa. Per approfondire maggiormente le condizioni che rendono stabile un trasferimento di massa e con quali modalità tale processo si presenta, si rimanda alla lettura della sezione 3.2.2. Nella maggior parte dei casi, questo primo trasferimento si verifica tra una stella primaria che ha già esaurito l'idrogeno nel nucleo (post-MS) e una compagna ancora sulla sequenza principale. Durante il processo, l'involucro di idrogeno della primaria viene rimosso, lasciando esposto un nucleo di elio. Se quest'ultimo è

sufficientemente massiccio, la stella esploderà in una supernova, formando un buco nero (BH) come residuo compatto. Se il sistema binario sopravvive alla SN, la stella secondaria, una volta uscita dalla sequenza principale, inizierà a espandersi. Quando supera il proprio lobo di Roche, si verifica un nuovo trasferimento di massa che, come il precedente, risulta essere stabile. La stabilità di questo secondo episodio di trasferimento rappresenta il punto di biforcazione tra il canale I e il canale II: affinché possa avvenire lo sviluppo di un involuppo comune, il trasferimento di massa deve essere instabile. Alla fine del suo ciclo vitale, la stella secondaria collassa in un BH dopo una supernova che non distrugge il sistema. Durante questa esplosione, il kick impartito riduce la separazione orbitale, formando un BBH compatto, in grado di fondersi entro il tempo di Hubble.

Come riscontrato da C. J. Neijssel et al. (2019)[60], il trasferimento di massa dal donatore al ricevente è in media stabile per rapporti di massa fino a $m_{donatore}/m_{accretrice} = 4.5$. Questo trasferimento, che coinvolge donatori significativamente più massicci degli accretori, compattava notevolmente il sistema binario. Con l'aumentare della stabilità, rapporti di massa estremi permettono alla coppia di buchi neri di fondersi entro l'età dell'Universo. Un nuovo quadro teorico per il trasferimento di massa, introdotto da K. Pavlovskii et al. (2015)[61], prevede che il materiale stellare del donatore al di fuori del lobo di Roche non possa essere immediatamente trasferito all'interno del lobo dell'accettrice, poiché il tasso di trasferimento di massa attraverso la regione intorno ad L1 è finito. Quando il materiale stellare giunge ai punti lagrangiani L2 e L3 della stella accettrice, attraversandoli, il trasferimento di massa è già dinamicamente instabile. Questo modello ha dimostrato come per donatori con involuppi convettivi profondi, il rapporto di massa tra le due stelle si stabilizza ad un valore di 1.6 (il doppio rispetto a quanto si riteneva in precedenza), consentendo a donatori più massicci di trasferire massa senza innescare un evento di CE. Per un donatore massivo con un involuppo convettivo poco profondo, il trasferimento di massa potrebbe rimanere stabile per rapporti di massa fino a 3.5.

Un altro fattore determinante nella formazione dei BBH è la metallicità, con una drastica riduzione della loro produzione a metallicità elevate. A valori alti di Z , la perdita di massa dovuta ai forti venti stellari impedisce la crescita del nucleo di carbonio-ossigeno, lasciando un residuo meno massiccio. Questo influenza anche l'intensità dei calci impartiti agli oggetti compatti dopo la supernova: residui meno massicci sono associati a velocità di kick maggiori, aumentando la probabilità di disgregazione del sistema. Le condizioni che portano all'imposizione di un kick in grado di disgregare un sistema binario si possono trovare nella sezione 2.3.3. Un'altra conseguenza della ridotta massa stellare a metallicità elevate è la minore compattazione orbitale durante il trasferimento di massa stabile. Questo fenomeno si verifica finché vengono considerati BBH che si fondono entro il tempo di Hubble e con calci natali diversi da zero.

Capitolo 4

Conclusioni

Lo studio dell'evoluzione stellare è fondamentale per comprendere i meccanismi che regolano la formazione dei buchi neri. Nella tesi è stata evidenziata l'importanza della scelta dei parametri iniziali come la metallicità Z e la massa iniziale M_{ZAMS} , i quali svolgono un ruolo fondamentale nella determinazione del destino finale delle stelle. Le più massicce, come quelle di tipo O e B, sono caratterizzate da venti stellari notevolmente più intensi rispetto alle stelle di massa minore e concludono la loro vita con esplosioni di supernova o collasso diretto. Tuttavia, processi come la Pair Instability Supernove e la Pulsational Pair Instability vanno tenuti in considerazione nelle ultime fasi stellari poiché influenzano sensibilmente il residuo compatto che si sviluppa alla morte della stella. La metallicità influisce significativamente sull'evoluzione delle stelle massicce, alterandone lo sviluppo sotto diversi aspetti. Una maggiore metallicità porta a venti stellari più intensi e una perdita di massa maggiore, condizionando le diverse fasi della vita stellare. Metallicità minori, invece, comportano venti stellari meno intensi, portando alla costituzione di buchi neri con masse più elevate.

I vari parametri orbitali ed energetici dei sistemi binari sono estremamente influenzati dalle caratteristiche evolutive delle singole stelle che li compongono. Il processo di trasferimento della massa, che può avvenire sia in modo stabile che instabile, è una fase critica nella vita di una binaria. Il trasferimento stabile, mediato dal lobo di Roche, permette alla stella donatrice di cedere materiale alla compagna senza che il sistema venga destabilizzato. Al contrario, un trasferimento di massa instabile può portare alla formazione di un inviluppo comune che induce ad una forte riduzione del semi-asse maggiore dell'orbita del sistema. Se la separazione orbitale tra gli oggetti compatti è sufficientemente stretta, può avere luogo la loro coalescenza per emissione di onde gravitazionali. Tuttavia, la fase di inviluppo comune è accompagnata da una forte perdita di massa dal sistema, perciò, le binarie risultanti tenderanno a contenere buchi neri meno massicci rispetto a quelli derivanti dall'evoluzione delle singole stelle. L'analisi della fase di inviluppo comune evidenzia come la sopravvivenza del sistema binario dipenda fortemente dal

bilancio dell'energia utilizzata per la rimozione di questo involucro. Il formalismo $\alpha\lambda$ si è dimostrato uno strumento utile per determinare quando un sistema riesce ad espellere l'involucro che lo circonda e continuare il proprio sviluppo, oppure quando evolve verso una rapida fusione. Sulla sopravvivenza della binaria influiscono anche i natal kick che possono alterare significativamente la separazione orbitale degli oggetti che la compongono. Se al residuo compatto viene impressa una velocità sufficiente, allora il sistema si allarga fino a disgregarsi. Nei casi in cui sopravviva all'esplosione, può continuare a svilupparsi con significative variazioni nelle caratteristiche orbitali, per esempio, con un'eccentricità maggiore o un'orbita più estesa. Si è dimostrato come la ricaduta del materiale espulso dalla supernova verso il buco nero incrementi l'intensità del kick ricevuto da quest'ultimo, permettendogli di assumere valori per la velocità pari o superiori rispetto a quelli che contraddistinguono le stelle di neutroni da cui si originano. Nello scenario in cui i sistemi attraversano una fase di involuppo comune, la metallicità incide sulla massa finale dei buchi neri i quali risulteranno più massicci con il decrescere di Z . Un altro canale di formazione per le binarie di buchi neri riportato nella tesi è quello che prevede un ulteriore trasferimento di massa al posto di un evento di involuppo comune. In questo modello, i sistemi binari, dopo un primo spostamento stabile di materia dalla primaria alla secondaria che porta alla formazione di un oggetto compatto, ne avviene un secondo, questa volta a partire dalla secondaria, con la medesima conclusione del precedente trasferimento. Se il sistema sopravvive ad entrambe le supernove progenitrici dei residui compatti, allora diventa una binaria stretta di buchi neri, con la possibilità di emettere onde gravitazionali e fondersi entro il tempo di Hubble. In conclusione, l'evoluzione stellare nei sistemi binari risulta essere un processo complesso, guidato da numerose interazioni fisiche che influenzano in maniera decisiva il destino finale del sistema. Il ruolo della metallicità, del trasferimento di massa, dell'involuppo comune e dei natal kick sono elementi chiave per comprendere la formazione di buchi neri nei sistemi binari. Le simulazioni e i modelli analizzati confermano che una combinazione ottimale di questi fattori può portare alla formazione di buchi neri massicci e alla loro coalescenza, evento che, osservato attraverso le onde gravitazionali, rappresenta una delle prove più concrete dell'esistenza di questi oggetti.

Bibliografia

- [1] Guglielmo Costa et al. «Stellar black holes and compact stellar remnants» in: *Black Holes in the Era of Gravitational-Wave Astronomy* Elsevier, 2024, pp. 1–148.
- [2] LIGO-Virgo-KAGRA Collaboration *LIGO-Virgo-KAGRA detected a remarkable gravitational wave signal* European Gravitational Observatory 2024 url: <https://www.virgo-gw.eu/news/ligo-virgo-kagra-collaboration-detected-a-remarkable-gravitational-wave-signal/> (visitato il 06/09/2024).
- [3] LIGO Collaboration *LIGO Detected a New Gravitational Wave Signal* LIGO Caltech 2024 url: <https://www.ligo.caltech.edu/news/ligo20240405> (visitato il 05/04/2024).
- [4] F Lyu et al. «Revisiting the properties of GW190814 and its formation history» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 525.3 (2023), pp. 4321–4328.
- [5] Dina Prialnik *An introduction to the theory of stellar structure and evolution* Cambridge University Press, 2009.
- [6] Emanuel Wallison de Oliveira Costa et al. «Estimated Age of the Universe in Fractional Cosmology» in: *Fractal and Fractional* 7.12 (2023), p. 854.
- [7] Jorick S Vink, Alex de Koter e HJGLM Lamers «Mass-loss predictions for O and B stars as a function of metallicity» in: *Astronomy & Astrophysics* 369.2 (2001), pp. 574–588.
- [8] Jorick S Vink, Alex de Koter e Henny JGLM Lamers «New theoretical mass-loss rates of O and B stars» in: *arXiv preprint astro-ph/0008183* (2000).
- [9] Claus Leitherer, Carmelle Robert e Laurent Drissen «Deposition of mass, momentum, and energy by massive stars into the interstellar medium» in: *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 401, no. 2, p. 596-617. 401 (1992), pp. 596–617.
- [10] Paul A Crowther «Physical properties of Wolf-Rayet stars» in: *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 45.1 (2007), pp. 177–219.

- [11] G Gräfener e JS Vink «Stellar mass-loss near the Eddington limit-Tracing the sub-photospheric layers of classical Wolf-Rayet stars» in: *Astronomy & Astrophysics* 560 (2013), A6.
- [12] Jorick S Vink e Alex de Koter «On the metallicity dependence of Wolf-Rayet winds» in: *Astronomy & Astrophysics* 442.2 (2005), pp. 587–596.
- [13] G Gräfener e W-R Hamann «Mass loss from late-type WN stars and its Z-dependence-Very massive stars approaching the Eddington limit» in: *Astronomy & Astrophysics* 482.3 (2008), pp. 945–960.
- [14] Jing Tang et al. «New PARSEC evolutionary tracks of massive stars at low metallicity: testing canonical stellar evolution in nearby star-forming dwarf galaxies» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 445.4 (2014), pp. 4287–4305.
- [15] JS Vink «Mass-loss Rates for Very Massive Stars Up to 300 Solar Masses» in: *UP2010: Have Observations Revealed a Variable Upper End of the Initial Mass Function?* Vol. 440 2011, p. 83.
- [16] Nathan Smith «Luminous blue variables and the fates of very massive stars» in: *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 375.2105 (2017), p. 20160268.
- [17] SABINA Ustamujic et al. «Modeling the remnants of core-collapse supernovae from luminous blue variable stars» in: *Astronomy & Astrophysics* 654 (2021), A167.
- [18] Alexander Heger, Bernhard Müller e Ilya Mandel «Black holes as the end state of stellar evolution: Theory and simulations» in: *The Encyclopedia of Cosmology: Set 2: Frontiers in Cosmology Volume 3 Black Holes* World Scientific, 2024, pp. 61–111.
- [19] Evan O’Connor e Christian D Ott «Black hole formation in failing core-collapse supernovae» in: *The Astrophysical Journal* 730.2 (2011), p. 70.
- [20] Rachel A Patton e Tuguldur Sukhbold «Towards a realistic explosion landscape for binary population synthesis» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 499.2 (2020), pp. 2803–2816.
- [21] T Ertl et al. «A two-parameter criterion for classifying the explodability of massive stars by the neutrino-driven mechanism» in: *The Astrophysical Journal* 818.2 (2016), p. 124.
- [22] Thomas Ertl et al. «The explosion of helium stars evolved with mass loss» in: *The Astrophysical Journal* 890.1 (2020), p. 51.
- [23] SE Woosley «Pulsational pair-instability supernovae» in: *The Astrophysical Journal* 836.2 (2017), p. 244.

- [24] Hans-Thomas Janka «Natal kicks of stellar mass black holes by asymmetric mass ejection in fallback supernovae» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 434.2 (2013), pp. 1355–1361.
- [25] Serena Repetto, Melvyn B Davies e Steinn Sigurdsson «Investigating stellar-mass black hole kicks» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 425.4 (2012), pp. 2799–2809.
- [26] AG Lyne e DR Lorimer «High birth velocities of radio pulsars» in: *Nature* 369.6476 (1994), pp. 127–129.
- [27] Krzysztof Belczynski et al. «On the maximum mass of stellar black holes» in: *The Astrophysical Journal* 714.2 (2010), p. 1217.
- [28] John J Eldridge e Jorick S Vink «Implications of the metallicity dependence of Wolf-Rayet winds» in: *Astronomy & Astrophysics* 452.1 (2006), pp. 295–301.
- [29] Michela Mapelli «Formation channels of single and binary stellar-mass black holes» in: *Handbook of gravitational wave astronomy* (2020), pp. 1–65.
- [30] Hugues Sana et al. «Binary interaction dominates the evolution of massive stars» in: *Science* 337.6093 (2012), pp. 444–446.
- [31] Philipp Podsiadlowski «The evolution of binary systems» in: *Accretion Processes in Astrophysics* (2014), p. 45.
- [32] Xuefei Chen, Zhengwei Liu e Zhanwen Han «Binary stars in the new millennium» in: *Progress in Particle and Nuclear Physics* (2023), p. 104083.
- [33] Roger John Tayler *The stars: their structure and evolution* Cambridge University Press, 1994.
- [34] Peter P Eggleton «Approximations to the radii of Roche lobes» in: *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 268, May 1, 1983, p. 368, 369. 268 (1983), p. 368.
- [35] P Hut «Stability of tidal equilibrium» in: *Astronomy and Astrophysics*, vol. 92, no. 1-2, Dec. 1980, p. 167-170. 92 (1980), pp. 167–170.
- [36] Michael S Hjellming e Ronald F Webbink «Thresholds for rapid mass transfer in binary systems. I-Polytropic models» in: *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 318, July 15, 1987, p. 794-808. 318 (1987), pp. 794–808.
- [37] KD Temmink et al. «Coping with loss-Stability of mass transfer from post-main-sequence donor stars» in: *Astronomy & Astrophysics* 669 (2023), A45.
- [38] Jakub Cehula e Ondřej Pejcha «A theory of mass transfer in binary stars» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 524.1 (2023), pp. 471–490.

- [39] European Space Agency *Stellar Wind* Accessed: 2024-09-15 2024 url: <https://esahubble.org/wordbank/stellar-wind/>.
- [40] Jarrod R Hurley, Christopher A Tout e Onno R Pols «Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 329.4 (2002), pp. 897–928.
- [41] MA Abramowicz et al. «Slim accretion disks» in: *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 332, Sept. 15, 1988, p. 646-658. *Research supported by Observatoire de Paris and NASA.* 332 (1988), pp. 646–658.
- [42] Bohdan Paczynsky e Paul J Wiita «Thick accretion disks and supercritical luminosities» in: *Astronomy and Astrophysics*, vol. 88, no. 1-2, Aug. 1980, p. 23-31. *Research supported by the Smithsonian Institution.* 88 (1980), pp. 23–31.
- [43] Kip S Thorne «Disk-accretion onto a black hole. II. Evolution of the hole» in: *Astrophysical Journal, Vol. 191*, pp. 507-520 (1974) 191 (1974), pp. 507–520.
- [44] AR King e U Kolb «The evolution of black hole mass and angular momentum» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 305.3 (1999), pp. 654–660.
- [45] N Ivanova, Ph Podsiadlowski e H Spruit «Hydrodynamical simulations of the stream–core interaction in the slow merger of massive stars» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 334.4 (2002), pp. 819–832.
- [46] Natasha Ivanova et al. «Common envelope evolution: where we stand and how we can move forward» in: *The Astronomy and Astrophysics Review* 21 (2013), pp. 1–73.
- [47] Philipp Podsiadlowski et al. «Explosive common-envelope ejection: implications for gamma-ray bursts and low-mass black-hole binaries» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 406.2 (2010), pp. 840–847.
- [48] RF Webbink «Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae» in: *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 277, Feb. 1, 1984, p. 355-360. 277 (1984), pp. 355–360.
- [49] A Nebot Gómez-Morán et al. «Post common envelope binaries from SDSS-XII. The orbital period distribution» in: *Astronomy & Astrophysics* 536 (2011), A43.
- [50] Simone S Bavera et al. «The impact of mass-transfer physics on the observable properties of field binary black hole populations» in: *Astronomy & Astrophysics* 647 (2021), A153.
- [51] Michael Politano «The final orbital separation in common envelope evolution» in: *Astronomy & Astrophysics* 648 (2021), p. L6.
- [52] Xiao-Jie Xu e Xiang-Dong Li «On the binding energy parameter λ of common envelope evolution» in: *The Astrophysical Journal* 716.1 (2010), p. 114.

- [53] Mapelli Michela «Astrophysics of stellar black holes» in: *Gravitational Waves and Cosmology* (2020), pp. 87–121.
- [54] Orsola De Marco et al. «On the α formalism for the common envelope interaction» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 411.4 (2011), pp. 2277–2292.
- [55] Konstantin A Postnov e Lev R Yungelson «The evolution of compact binary star systems» in: *Living Reviews in Relativity* 17.1 (2014), p. 3.
- [56] Giuliano Iorio et al. «Compact object mergers: exploring uncertainties from stellar and binary evolution with sevn» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 524.1 (2023), pp. 426–470.
- [57] Floor S Broekgaarden et al. «Impact of massive binary star and cosmic evolution on gravitational wave observations I: black hole–neutron star mergers» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 508.4 (2021), pp. 5028–5063.
- [58] Nicola Giacobbo e Michela Mapelli «The progenitors of compact-object binaries: impact of metallicity, common envelope and natal kicks» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 480.2 (2018), pp. 2011–2030.
- [59] Nicola Giacobbo, Michela Mapelli e Mario Spera «Merging black hole binaries: the effects of progenitor’s metallicity, mass-loss rate and Eddington factor» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 474.3 (2018), pp. 2959–2974.
- [60] Coenraad J Neijssel et al. «The effect of the metallicity-specific star formation history on double compact object mergers» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 490.3 (2019), pp. 3740–3759.
- [61] K Pavlovskii et al. «Stability of mass transfer from massive giants: double black-hole binary formation and ultra-luminous X-ray sources» in: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (2016), stw2786.