



Università degli studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea Triennale

I kick natali e il loro impatto sui sistemi binari  
composti da una stella e un buco nero

Relatore

Prof.ssa Michela Mapelli

Laureando

Matteo Lovato

Anno Accademico 2022/2023

## **Abstract**

Gli oggetti compatti ricevono un kick natale al momento della loro formazione, a causa di asimmetrie nell'esplosione di supernova. Nella prima parte di questo elaborato, vengono discusse le nostre conoscenze attuali e le molte domande aperte sul kick natale ricevuto dai buchi neri. In particolare, la recente scoperta di VFTS 243, un sistema binario composto da una stella ed un buco nero su un'orbita pressoché circolare, implica che il buco nero si sia formato con un kick praticamente nullo, con importanti ricadute per i modelli teorici. Nella seconda parte dell'elaborato abbiamo effettuato ed analizzato alcune simulazioni di sistemi binari tramite il codice SEVN, adottando diversi modelli di kick. Dal confronto con le proprietà di VFTS 243, abbiamo verificato che l'eccentricità del sistema è compatibile con un kick nullo. Inoltre, il confronto ha mostrato che la secondaria evoluta con SEVN risulta essere più luminosa di quella evoluta tramite il codice MESA.

# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>2</b>
1.1	Il ruolo delle onde gravitazionali dal punto di vista osservativo	2
1.2	Formazione di oggetti compatti da SSE e esplosione di SN	2
1.2.1	Vento stellare	2
1.2.2	Core-collapse supernova (Collasso diretto)	3
1.2.3	Pair instability e mass gap	5
1.2.4	Spin di oggetti compatti	6
1.3	Formazione di BH da stelle binarie	6
1.3.1	Trasferimento di massa	6
1.3.2	Inviluppo comune	8
1.4	Formazione dinamica di buchi neri binari (BBH)	10
1.4.1	Incontri tra due corpi, attrito dinamico e collasso nucleare	11
1.4.2	Incontri singola-binaria	11
<b>2</b>	<b>Kick Natali</b>	<b>12</b>
2.1	Modelli di kick natali (prescription in population synthesis simulations)	13
2.2	Caso di VFTS 243: sistema binario formato da un buco nero con kick natale trascurabile	14
2.2.1	Velocità radiale e moto proprio in VFTS 243	14
<b>3</b>	<b>Analisi Computazionale</b>	<b>14</b>
3.1	Codice SEVN	14
3.1.1	Prescrizioni per SNe	16
3.1.2	Evoluzione di stelle binarie	16
3.2	Simulazione del sistema binario VFTS-243 con SEVN	19
3.2.1	Evolutionary path e final fate di VFTS-243	19
3.2.2	Confronto tra le simulazioni e VFTS-243	20
<b>4</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>24</b>
<b>5</b>	<b>Bibliografia</b>	<b>24</b>

# 1 Introduzione

## 1.1 Il ruolo delle onde gravitazionali dal punto di vista osservativo

Previste da Albert Einstein nel 1916, all'interno della sua teoria della relatività generale, le onde gravitazionali (GWs) sono increspature dello spazio-tempo causate da processi molto energetici come collisioni di buchi neri e stelle a neutroni oppure da moti orbitali di oggetti compatti. Queste perturbazioni si propagano alla velocità della luce, in modo isotropo, trasportando con se informazioni riguardo la sorgente. La prima prova osservativa arrivò nel 1974, grazie agli astronomi Hulse e Taylor, che rivelarono un cambiamento dell'orbita di un sistema binario di pulsar in accordo con la teoria di Einstein. Perciò fino a quel momento le GWs non vennero rivelate direttamente, fino a che, nel 14 Settembre 2015, l'interferometro di LIGO non catturò il segnale di una GW dalla coalescenza di un sistema binario di buchi neri (BBHs). Questo primo evento venne denominato come GW150914 e segnò l'inizio di una serie di rivoluzionarie scoperte riguardo gli oggetti compatti nell'ambito dell'astrofisica. Inoltre, le rivelazioni di GW mostrano che una serie di BBHs sono in grado di fondersi entro un tempo di Hubble. Concludendo, la maggior parte delle osservazioni di LIGO e Virgo, provano l'esistenza di BBHs con massa ciascuno maggiore di  $20 M_{\odot}$ . Infatti, la prima rivelazione, GW150914, ha componenti di massa uguali a  $m_1 = 35.6^{+4.7}_{-3.1} M_{\odot}$  e  $m_2 = 30.6^{+3.0}_{-4.4} M_{\odot}$ . Questo risultato è sorprendente dato che gli unici BHs di tipo stellare, di cui abbiamo misure di massa dinamica, hanno massa con valore  $\leq 20 M_{\odot}$  e la maggior parte dei modelli teorici recenti non prevedevano l'esistenza di BHs con massa  $> 30 M_{\odot}$ .

## 1.2 Formazione di oggetti compatti da SSE e esplosione di SN

In questa tesi, si discuterà solo di BHs che si vengono a formare come resti di stelle massicce ( $\gtrsim 20 M_{\odot}$ ) e non da collassi gravitazionali nell'universo primordiale (definiti BHs primordiali). Infatti, stelle con massa iniziale fino a  $20 M_{\odot}$  vanno a formare una stella a neutroni (NS) e mano a mano che incrementa la massa la quantità di energia cinetica generata dal collasso diminuisce, mentre l'energia di legame dell'involucro aumenta. Quindi, se l'accrescimento causa il superamento della massima massa possibile di una stella a neutroni, nell'intervallo compreso tra  $2 - 3 M_{\odot}$ , allora la proto-stella a neutroni collasserà a formare un buco nero. Il limite di massa che separa le stelle che formano stelle a neutroni da quelle che lasciano BHs è probabilmente nell'intervallo di  $20 - 25 M_{\odot}$ , ma può variare a causa dei meccanismi di esplosione coinvolti. La funzione di massa dei BHs è molto incerta, perché è caratterizzata da processi di cui si ha una conoscenza non precisa e incompleta. I processi che giocano un ruolo importante nella formazione di oggetti compatti, e che verranno discussi nelle seguenti sezioni, sono il vento stellare e le esplosioni di supernova (SN).

### 1.2.1 Vento stellare

I venti stellari sono flussi in uscita di gas che vengono emessi dall'atmosfera stellare (con  $M \gtrsim 15 M_{\odot}$ ). Nelle stelle fredde (ad esempio giganti rosse e stelle asymptotic giant branch (AGB)) sono principalmente indotti dalla pressione di radiazione sulle polveri, che si vengono a formare negli strati esterni più freddi. La perdita di massa, in questo caso, è lenta ma abbondante ( $\sim 10^{-4} M_{\odot}/yr$ ). Nelle stelle massicce calde (di tipo O e B in sequenza principale, variabili blu luminose e stelle Wolf-Rayet) i venti stellari sono alimentati dall'accoppiamento tra la quantità di moto dei fotoni e quella degli ioni metallo presenti nella fotosfera stellare. La pressione di radiazione a frequenze corrispondenti alle linee di assorbimento nello spettro, dove l'interazione tra fotoni e materia è forte, causa un'accelerazione verso l'esterno. Un'altra causa della perdita di massa dovuta alla radiazione è legata alla metallicità, perché sono principalmente le righe degli elementi pesanti che contribuiscono alla "line driving". Quindi, considerando lo scattering multiplo (ad esempio come

la possibilità che un fotone interagisca diverse volte prima di venire assorbito o prima che lasci la fotosfera), si ottiene una dipendenza dalla metallicità con  $\dot{M} \propto Z^{0.85} v_\infty^p$  dove  $v_\infty$  è la velocità terminale e  $p = -1.23$  ( $p = -1.60$ ) per stelle con temperatura efficace  $T_{eff} \gtrsim 25000$  K ( $12000$  K  $\lesssim T_{eff} \lesssim 25000$  K). Per quanto riguarda le stelle post-sequenza principale, è stata riscontrata una dipendenza, oltre che dalla metallicità, dal fattore di scattering degli elettroni di Eddington  $\Gamma_e = k_e L / (4\pi c G m)$ , dove  $k_e$  è la sezione d'urto per lo scattering degli elettroni,  $L$  è la luminosità della stella,  $c$  è la velocità della luce,  $G$  è la costante gravitazionale e  $m$  è la massa della stella. Ne consegue che la dipendenza dalla metallicità in  $\dot{M} \propto Z^\alpha$  tende a sparire quando la stella è vicina all'essere dominata dalla pressione di radiazione ( $\Gamma_e > 1$ ); in altre parole, questo accade quando la luminosità della stella è comparabile con la luminosità di Eddington  $L_{edd}$  (corrispondente alla massima luminosità che può essere trasportata dalla radiazione in una stella in equilibrio idrostatico). Pertanto, una stella di metallicità solare (assumendo  $Z_\odot = 0.02$ ) perde più di 2/3 della sua massa iniziale, mentre una stella povera di metalli mantiene pressoché la sua massa iniziale.

Altri effetti che modificano l'evoluzione di stelle massicce sono: campi magnetici superficiali, che estinguono il vento stellare a causa del confinamento magnetico, e la rotazione, che induce al mescolamento chimico (con successiva formazione di un nucleo di elio e di carbonio-ossigeno più grandi) e aumenta la luminosità stellare rafforzando di conseguenza la perdita di massa.

### 1.2.2 Core-collapse supernova (Collasso diretto)

Per poter valutare le proprietà dell'oggetto compatto finale, è necessario confrontare i casi in cui una stella possa diventare una SN completamente o una SN non completa tale per cui, data una luminosità stellare iniziale, questa non incrementa fino al flusso massimo di una SN completa. Nel caso in cui una stella subisca un'esplosione di SN per collasso del nucleo, lascerà una stella di neutroni (NS) o un buco nero (BH) leggero. Mentre, se la vita della stella si conclude con una SN non completa diventerà invece un BH massiccio ( $> 20M_\odot$ ) perché la maggior parte della massa finale della stella collassa direttamente in un BH.

I meccanismi coinvolti nel processo di formazione di SNe per collasso del nucleo di ferro, di cui si è tuttora a conoscenza, sono i seguenti: quando la massa del nucleo centrale degenera raggiunge la massa di Chandrasekar, la pressione di degenerazione degli elettroni relativistici diventa insufficiente per mantenere stabile il nucleo stesso contro il collasso. Inoltre, gli elettroni vengono catturati e quindi rimossi, sempre di più, dai protoni che di conseguenza producono neutroni e neutrini. Questo processo porta il nucleo in un nuovo stato, in cui la pressione di degenerazione dei neutroni contrasta il collasso del nucleo stesso. Per poter raggiungere questa fase di equilibrio, il nucleo collassa partendo da un raggio di poche migliaia di km fino a un raggio di poche decine di km in meno di un secondo.

L'energia gravitazionale raggiunta a causa del collasso è di  $W \sim 5 \times 10^{53} \text{erg} (m_{PNS}/1.4M_\odot)^2 (10\text{km}/R_{PNS})$  dove  $m_{PNS}$  e  $R_{PNS}$  sono la massa e il raggio della proto-stella a neutroni (PNS).

A questo punto, il problema principale è spiegare come questa energia gravitazionale possa essere, almeno parzialmente, trasferita all'involuppo della stella innescando l'esplosione di SN. Il meccanismo più comunemente approfondito viene detto motore di SN convettiva, tale per cui il nucleo che sta collassando porta ad un cosiddetto "bounce shock" (letteralmente: shock di rimbalzo). Lo shock, invertendo la caduta supersonica di materia dagli strati esterni della stella, provoca l'esplosione di SN. La maggior parte dell'energia nello shock è costituita da un flusso di neutrini. Non appena i neutrini sono liberi di uscire (dato che lo shock è diventato abbastanza diffuso), la loro energia viene persa e lo shock si stabilizza. La SN si manifesta solo se lo shock viene destabilizzato da qualche meccanismo. Nello scenario di SN convettiva, la regione tra la superficie della PNS e il raggio dello shock stabilizzato può diventare convettivamente instabile (ad esempio a causa dell'instabilità di Rayleigh-Taylor). Questa instabilità convettiva può convertire l'energia che fuoriesce

dalla PNS, in forma di neutrini, in energia cinetica spingendo le regioni convettive verso l'esterno. Se la regione convettiva supera la pressione di resistenza causata dal materiale che sta cadendo verso l'interno della stella, lo shock si destabilizza e viene avviata l'esplosione. Se questo non dovesse accadere, la SN fallisce. Date le conoscenze appena discusse riguardo il motore convettivo, simulazioni completamente auto-consistenti di collassi del nucleo con un trattamento aggiornato del trasporto di neutrini non mostrano esplosioni in simmetria sferica eccetto per i progenitori di SN più leggeri ( $\lesssim 10M_\odot$ ). Le simulazioni che non richiedono l'assunzione di simmetria sferica sembrano produrre esplosioni per un intervallo grande di masse di progenitori.

Per poter effettuare uno studio delle masse degli oggetti compatti, le esplosioni di SN vengono indotte artificialmente inserendo un certo quantitativo di energia cinetica o energia termica nei modelli di pre-SN ad una posizione locale di massa arbitraria. L'evoluzione dello shock viene seguita mediante simulazioni idrodinamiche 1D con un trattamento relativamente semplificato dei neutrini. Così è possibile ottenere centinaia di simulazioni di modelli stellari.

Seguendo questo approccio, O'Connor & Ott (2011,[1]) propone un criterio per decidere se una SN è completa o meno, basandosi sul parametro di compattezza:

$$\xi_m = \frac{m/M_\odot}{R(m)/1000km}, \quad (1)$$

dove  $R(m)$  è il raggio che racchiude una data massa  $m$ . Solitamente, la compattezza viene definita per  $m = 2.5M_\odot$ , quindi in questo caso si ha  $\xi_{2.5}$ . Le simulazioni effettuate mostrano che maggiore è il valore di  $\xi_{2.5}$ , minore è il tempo impiegato per formare il BH. Questo significa che stelle con un valore elevato di  $\xi_{2.5}$  hanno più probabilità di collassare in un BH senza l'esplosione di SN. Ugliano et al. (2012) e Horiuchi et al. (2014) indicano che il valore di soglia migliore tra l'esplosione e la non esplosione è  $\xi_{2.5} \sim 0.2$ .

Ertl et al. (2016,[2]) specifica che un singolo criterio, come la compattezza, non può descrivere la fisica complessa dell'esplosione di SN da collasso del nucleo. Perciò, introducono un criterio basato su due parametri:

$$M_4 = \frac{m(s=4)}{M_\odot} \quad e \quad \mu_4 = \left[ \frac{dm/M_\odot}{dR/1000km} \right]_{s=4}, \quad (2)$$

dove  $M_4$  è la massa (all'inizio del collasso), con entropia adimensionale per barione pari a  $s = 4$  e  $\mu_4$  è la derivata spaziale nella posizione di  $M_4$ .

Questi due modelli sono alle volte definiti come "isole di esplosività", perché prevedono un comportamento non monotono delle esplosioni di SN con massa stellare. Vengono definiti come isole per il fatto che identificano degli intervalli di massa in cui le stelle intermedie possono direttamente collassare in un BH (ad esempio  $25M_\odot < M < 29M_\odot$ ); mentre una stella con massa pari a  $25M_\odot$  o  $29M_\odot$  conclude la propria vita con una potente esplosione di SN.

Fryer et al. (2012,[3]), invece, propongono un approccio semplificato. Indicano che la massa dell'oggetto compatto rimanente dipende principalmente da due quantità: la massa del nucleo di carbonio-ossigeno  $m_{CO}$  e la massa totale finale della stella  $m_{fin}$ . Dove  $m_{CO}$  permette di determinare se una stella subirà un collasso nucleare di SN o se collasserà direttamente in un BH (stelle con  $m_{CO} > 11M_\odot$  collassano direttamente in un BH), mentre  $m_{fin}$  determina la quantità di fallback sulla PNS. In questo caso, l'unico parametro libero è il tempo per far cominciare lo shock. Nella situazione in cui lo shock venga fatto partire  $\gg 250ms$  dopo l'inizio del collasso (esplosione di SN *tardiva*), l'energia dell'esplosione risulterà fortemente ridotta rispetto ad un'esplosione lanciata nei primi  $\sim 250ms$  (esplosione di SN *rapida*).

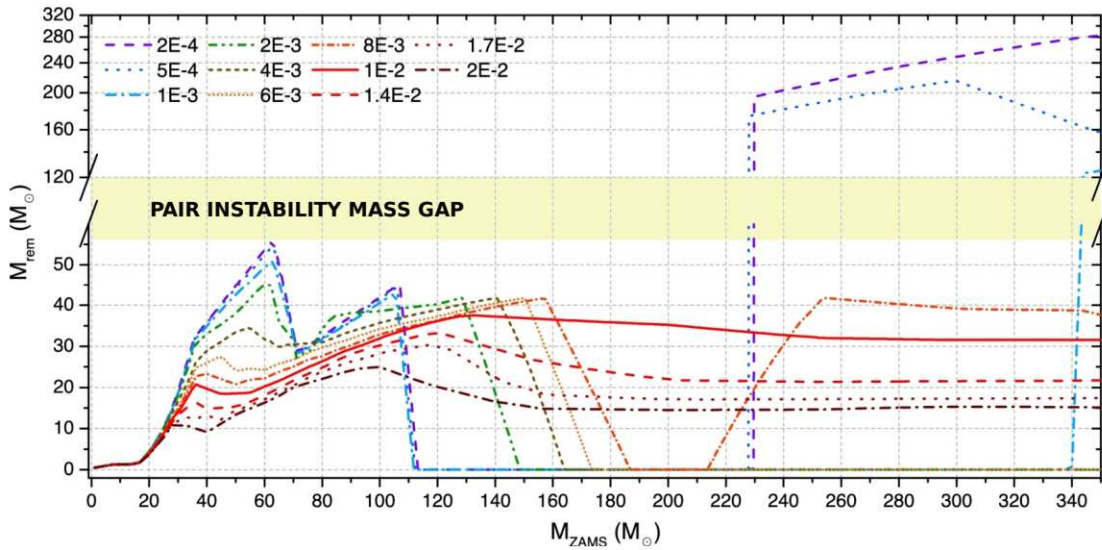
Dunque, a causa della complessità dei processi coinvolti nelle SNe per collasso nucleare e per le semplificazioni incluse nei modelli, anche se noi fossimo nelle condizioni di poter dire se una stella possa subire una

non completa o una completa esplosione di SN, questo non significa che possiamo automaticamente dedurre la massa dell'oggetto compatto finale. Nel caso di una SN non completa, l'incertezza principale riguardo la massa dell'oggetto compatto finale è rappresentata dal destino finale dell'involuppo. Infatti, l'involuppo di una stella gigante massiccia è debolmente legato e anche una piccola quantità di energia può indebolirne il legame di una parte. La possibile causa dell'espulsione di una parte di involucro stellare debolmente legato è l'emissione di neutrini durante la fase di PNS, che provoca una diminuzione della massa gravitazionale nel nucleo, dando luogo ad un'onda di pressione (impulso sonoro) verso l'esterno, che si intensifica in uno shock man mano che fuoriesce dall'interno della stella.

### 1.2.3 Pair instability e mass gap

Nel caso in cui il nucleo di elio di una stella cresca fino ad un valore superiore a  $\sim 30M_{\odot}$  con una temperatura, sempre del nucleo,  $\gtrsim 7 \times 10^8 K$  alla fine del bruciamento del carbonio, si viene a manifestare il processo di produzione di coppia elettrone-positrone. Questo permette di rimuovere la pressione dei fotoni dal nucleo con conseguente contrazione improvvisa del nucleo di carbonio-ossigeno, prima della formazione di un nucleo di ferro. Per masse del nucleo di elio  $m_{He} > 135M_{\odot}$ , la contrazione non può essere invertita, perciò la stella collassa direttamente in un BH. Il fenomeno di pair instability SN (PISN) si viene a creare nel caso in cui, invece,  $135 \gtrsim m_{He} \gtrsim 64M_{\odot}$ , dato che in questo intervallo di massa il collasso innesca un bruciamento esplosivo di elementi più pesanti, quali carbonio e silicio. Nel caso di PISN, la stella viene completamente distrutta, senza lasciare oggetti compatti. Per l'intervallo di massa  $64 \gtrsim m_{He} \gtrsim 32M_{\odot}$ , la produzione di coppia induce ad una serie di pulsazioni del nucleo (pair instability pulsionale), tale per cui viene innescata una perdita di massa più consistente. Alla fine di questa fase instabile, la stella si trova in un nuovo equilibrio ed evolve fino a raggiungere un collasso nucleare: viene prodotto un oggetto compatto con massa non nulla, meno massivo di quello che ci si aspetterebbe senza la perdita di massa pulsionale.

L'effetto principale provocato dalla pair instability pulsionale è quello di aprire un cosiddetto gap nello spettro di massa dei BHs compreso tra  $\sim 50_{-10}^{+20}M_{\odot}$  e  $\sim 120M_{\odot}$ . La grande incertezza presente nel valore di partenza dell'intervallo di gap è dovuta alla conoscenza attuale piuttosto scarsa della fisica delle stelle massicce.



**Figure 1:** Massa dell'oggetto compatto rimanente ( $M_{rem}$ ) in funzione della massa della stella ( $M_{ZAMS}$ ) in fase di zero-age main sequence (ZAMS) per 11 diverse metallicità  $Z$ . Sono incluse pair-instability e pair-instability pulsionali di SNe. Figura adattata dalle Figure 1 e 2 di Spera & Mapelli (2017,[4])

### 1.2.4 Spin di oggetti compatti

Le conoscenze attuali riguardo l'origine degli spin di BH sono molto incerte. Assumere che un oggetto compatto erediti lo spin del progenitore è ragionevole nel caso in cui il progenitore collassi direttamente in un BH, senza esplosione di SN. D'altro canto, l'espulsione della massa durante un'esplosione di SN può dissipare in maniera significativa parte dello spin finale della stella progenitrice. Quindi, se lo spin finale della stella progenitrice non è trascurabile, possiamo aspettarci un valore elevato di spin per il BH più massiccio, che si viene a formare da un collasso diretto, e un valore basso di spin per una NS o per un BH leggero, che si formano da un'esplosione completa di SN.

Le osservazioni di pulsars Galattiche sembrano confermare l'ipotesi che le NSs nascano con un valore basso del parametro di spin  $\chi$ . Pulsars giovani hanno un valore del parametro di spin  $\chi \lesssim 0.01$  ([5], [6]). Perciò si può in effetti dedurre che la maggior parte dello spin del progenitore è stata persa prima o durante la SN. Al contrario, *millisecond pulsars* sono notevolmente accelerate dall'accrescimento di massa dalla stella compagna: la millisecond pulsar più veloce (B1937+21, [7]) ha un valore di  $\chi \lesssim 0.4$ , ma questo valore non ha niente a che fare con lo spin iniziale di una NS.

D'altra parte, ci sono osservazioni discordanti con quanto abbiamo potuto dedurre precedentemente. BHs con massa relativamente bassa in sistemi binari massicci a raggi-X (HMXB) sembrano mostrare valori molto elevati di spins ([8], [9], [10]). Considerando che questi BHs non hanno avuto abbastanza tempo per accelerare a causa dell'accrescimento di massa (per il tempo di vita breve delle loro stelle compagne), la motivazione si basa sugli elevati valori di spins alla formazione. Al contrario, le rivelazioni di LIGO-Virgo sostengono bassi valori di  $\chi_{eff}$  per la maggior parte dei BBHs [11], che possono essere interpretati come causati da spins fortemente disallineati rispetto al momento angolare del sistema binario oppure come piccoli valori di  $\chi$ .

La domanda necessaria da porsi a questo punto è: quale è lo spin finale dei progenitori dei BH o delle NS? Lo spin finale di una stella massiccia dipende dalla perdita di massa e dal trasporto del momento angolare. Un trasporto lievemente efficiente da parte delle correnti meridionali, porta ad uno spin finale non trascurabile della stella e ad un elevato spin del BH, se formato da un collasso diretto ([12],[13]). D'altra parte, nel caso di trasporto del momento angolare efficiente tramite l'instabilità di Tayler-Spruit, si ottengono valori di spins molto bassi ( $\chi \sim 10^{-2}$ ) per BHs nati da stelle singole ([14]).

Perciò, nel caso in cui il processo dominante del trasporto di momento angolare fosse l'instabilità magnetica di Tayler-Spruit, valori di spins di BHs  $> \chi \sim 10^{-2}$  possono essere causati solo da effetti mareali in sistemi binari stellari oppure dall'evoluzione chimicamente omogenea.

## 1.3 Formazione di BH da stelle binarie

Generalmente parlando è possibile distinguere due situazioni con conseguenze molto diverse per sistemi binari. Nel caso in cui il sistema binario, per tutta la sua fase evolutiva, sia stato abbastanza ampio (*detached binary*) le due stelle massicce alla fine diventeranno un BBH e la massa di ogni BH sarà la stessa della stella progenitrice come se avesse vissuto singolarmente. Invece, se la binaria è abbastanza stretta, la sua evoluzione sarà costituita da diversi processi che possono cambiarne in maniera importante il destino finale.

Di seguito, verranno discussi alcuni dei processi più importanti dell'evoluzione di sistemi binari (o binarie) e il loro utilizzo nei codici di sintesi di popolazione (population synthesis).

### 1.3.1 Trasferimento di massa

Il fenomeno di trasferimento di massa si viene a verificare nel caso in cui due stelle scambino materia tra di loro. I processi che regolano il trasferimento di massa sono i venti stellari o il Roche-lobe filling. Quando



una stella massiccia perde massa a causa dei venti stellari, la sua compagna può essere in grado di catturare parte di questa massa. La cattura dipenderà dalla quantità di massa che viene persa e dalla velocità relativa del vento rispetto alla stella compagna. Utilizzando il formalismo in Bondi & Hoyle (1944, [15]), Hurley et al. (2002, [16]) si descrive il tasso medio di accrescimento di massa causato dal vento stellare come:

$$\dot{m} = \frac{1}{\sqrt{1-e^2}} \left( \frac{Gm_2}{v_w^2} \right)^2 \frac{\alpha_w}{2a^2} \frac{1}{\left[ 1 + (v_{orb}/v_w)^2 \right]^{3/2}} |\dot{m}_1| \quad (3)$$

dove  $e$  è l'eccentricità della binaria,  $G$  è la costante di gravitazione,  $m_2$  è la massa della stella in accrescimento,  $v_w$  è la velocità del vento stellare,  $\alpha_w \sim 3/2$  è una costante di efficienza,  $a$  è il semi-asse maggiore della binaria,  $v_{orb} = \sqrt{G(m_1 + m_2)/a}$  è la velocità orbitale della binaria, mentre  $m_1$  è la massa della stella donatrice con  $\dot{m}_1$  tasso di perdita di massa. Questa tipologia di trasferimento di massa è solitamente piuttosto inefficiente, dato che tipicamente  $|\dot{m}_1|$  è basso ( $|\dot{m}_1| < 10^{-3} M_\odot \text{yr}^{-1}$ ) e  $v_w$  è alto rispetto alla velocità orbitale ( $> 1000 \text{km s}^{-1}$  per un vento stellare di tipo line-driven).

Un processo più efficiente per il trasferimento di massa avviene tramite il Roche lobe overflow. Il Roche lobe di una stella in un sistema binario è una superficie equipotenziale a forma di goccia. I Roche lobes delle due componenti della binaria sono connessi nel punto Lagrangiano L1. Una formula approssimata per il Roche lobe è [17]:

$$R_{L,1} = a \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad (4)$$

dove  $a$  è il semi-asse maggiore della binaria e  $q = m_1/m_2$  ( $m_1$  e  $m_2$  sono le masse delle stelle nella binaria). Una stella eccede (riempie) il suo Roche lobe quando il suo raggio è maggiore (minore) rispetto al Roche lobe. Se una stella eccede il suo Roche lobe, una parte della sua massa fluisce verso la stella compagna che può accrescerne una parte di essa.

Le conseguenze del trasferimento di massa sono diverse: ovviamente cambia la massa delle due stelle della binaria, e perciò anche la massa finale degli oggetti compatti rimanenti di quelle stelle; modifica anche le proprietà orbitali della binaria. Nel caso in cui il trasferimento di massa non risulti essere conservativo, come nella maggior parte dei casi, si ottiene di conseguenza una perdita del momento angolare, che a sua volta influisce sul semi-asse maggiore. Se assumiamo che tutti i BBH osservati dalla collaborazione LIGO-Virgo (LVC) siano formati tramite evoluzione di binarie isolate, [18] mostra che le ipotesi di trasferimento di massa fortemente non conservativo (efficienza dell'accrescimento di massa con  $f_{MT} \leq 0.5$ ) è in disaccordo con i dati di LVC.

Per poter verificare se il Roche lobe overflow è stabile o instabile ed in che tempo di scala, assumiamo che il raggio e la massa stellari siano connessi dalla relazione di dipendenza  $R \propto m^\zeta$ . Dunque, la variazione del raggio della donatrice durante il Roche lobe è

$$\frac{dR_1}{dt} = \frac{\partial R_1}{\partial t} + \zeta \frac{R_1}{m_1} \frac{dm_1}{dt}, \quad (5)$$

dove il termine  $\frac{\partial R_1}{\partial t}$  è dovuto al bruciamento nucleare, mentre il termine con  $\zeta$  misura la risposta adiabatica o termica alla perdita di massa della stella donatrice. Essendo che la donatrice perde massa, il contributo  $\frac{dm_1}{dt}$  è negativo.

Analogamente, la variazione della grandezza del Roche lobe  $R_{L,1}$  della donatrice viene stimata essere

$$\frac{dR_{L,1}}{dt} = \frac{\partial R_{L,1}}{\partial t} + \zeta_L \frac{R_{L,1}}{m_1} \frac{dm_1}{dt}, \quad (6)$$

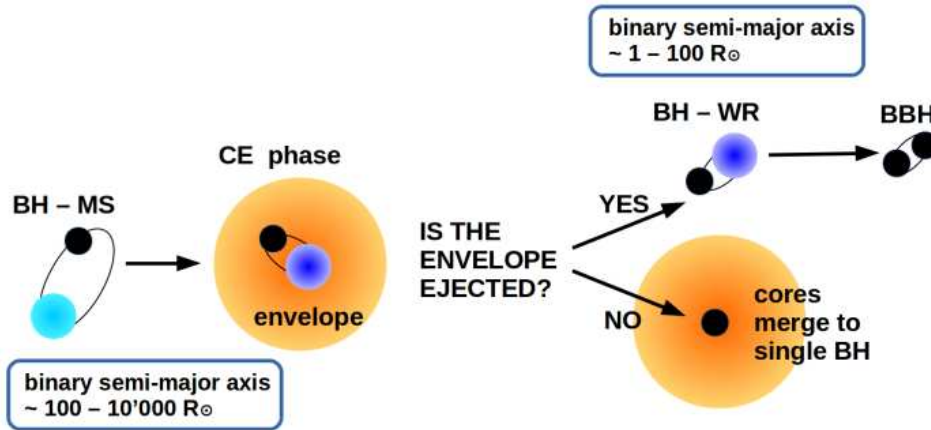
in cui  $\frac{\partial R_{L,1}}{\partial t}$  dipende dalle maree e dalla radiazione delle GW, mentre  $\zeta_L$  rappresenta la reazione del Roche lobe alla perdita di massa: il Roche lobe si può contrarre o espandere. Se  $\zeta_L > \zeta$ , il Roche lobe si contrae più velocemente rispetto al raggio della stella e il trasferimento di massa è instabile, altrimenti rimane stabile fino a che il raggio non cambia in modo significativo a causa del bruciamento nucleare.

L'instabilità del trasferimento di massa si può manifestare sia in un tempo di scala dinamico (se  $\zeta$  rappresenta la reazione adiabatica della donatrice e  $\zeta < \zeta_L$ ) e sia in un tempo scala termico (se  $\zeta$  rappresenta la reazione termica della donatrice e  $\zeta < \zeta_L$ ). Ponendosi nello scenario in cui il trasferimento di massa è dinamicamente instabile o entrambe le stelle eccedono il loro Roche lobe: se la donatrice non presenta un forte gradiente di densità tra il nucleo e l'involuppo allora ci si aspetta che la binaria si fonda, mentre se la donatrice ha una chiara divisione tra il nucleo e l'involuppo allora la binaria formerà un involuppo comune (CE).

### 1.3.2 Involuppo comune

Nel caso in cui due stelle formino un CE, i loro involuppi smettono di essere in corotazione con i loro nuclei. I due nuclei stellari (oppure l'oggetto compatto e il nucleo della stella compagna) sono incorporati nello stesso involuppo non-corotante e iniziano a spiraleggiare per effetto della resistenza del gas esercitata dall'involuppo. Parte dell'energia orbitale persa dal nucleo a causa di questa resistenza viene convertita nel riscaldamento dell'involuppo, rendendolo meno legato. Se questo processo porta ad una fuoriuscita dell'involuppo, allora la binaria sopravvive, ma la binaria post-CE è formata da due nuclei stellari spogli (o da un oggetto compatto e un nucleo stellare spoglio). Inoltre, la separazione orbitale dei due nuclei (o la separazione orbitale dell'oggetto compatto e del nucleo stellare) è notevolmente più piccola rispetto alla separazione orbitale iniziale prima del CE, a causa del moto a spirale. Questa situazione risulta essere fondamentale per il destino di un BBH. Infatti, se una binaria sopravvive alla fase di CE evolve in un BBH, questo BBH avrà un semi-asse maggiore piccolo ( $a \lesssim 100R_\odot$ ), più piccolo della somma dei raggi massimi delle stelle progenitrici, ed è in grado di fondersi in un tempo di Hubble emettendo GW.

Invece, se l'involuppo non viene espulso, i due nuclei (o l'oggetto compatto e il nucleo) sono caratterizzati da un moto a spirale fino a che non si fondono. Questa fusione precoce della binaria durante la fase di CE previene la sua successiva evoluzione in un BBH; di seguito è possibile apprezzare uno schema riassuntivo:



**Figure 2:** La compagna (rappresentata da un cerchio azzurro) del BH (rappresentato da un cerchio nero) è inizialmente in sequenza principale (MS). Quando la compagna evolve oltre la MS, diventando una stella gigante, eccede il suo Roche lobe. Il BH e la stella gigante formano un CE (il CE è rappresentato dal cerchio grande arancione, mentre il nucleo della gigante è indicato con un cerchio blu scuro). Il nucleo della gigante e il BH entrano in un moto a spirale a causa della resistenza del gas esercitata dall'involuppo. Se l'involuppo viene espulso, ne rimane una nuova binaria, formata dal BH e dal nucleo di elio spoglio della gigante. La nuova binaria ha una separazione orbitale molto più piccola rispetto alla binaria di partenza. Se il nucleo di elio spoglio diventa un BH e il suo kick natale non perturba la binaria, allora nasce un BBH, probabilmente con un semi-asse maggiore piccolo. D'altro canto, se l'involuppo non viene espulso, il BH e il nucleo di elio entrano in un moto a spirale, fino a che non si vanno a fondere insieme. In questo caso rimane un BH.

Più comunemente, Per descrivere l'inviluppo comune si utilizza il formalismo  $\alpha$  [19]. L'idea su cui si basa questo formalismo è che l'energia necessaria per slegare l'inviluppo proviene unicamente dalla perdita di energia orbitale dei due nuclei durante il moto a spirale. La frazione di energia orbitale dei due nuclei che viene utilizzata per slegare l'inviluppo può essere espressa come

$$\Delta E = \alpha(E_{b,f} - E_{b,i}) = \alpha \frac{G m_{c1} m_{c2}}{2} \left( \frac{1}{a_f} - \frac{1}{a_i} \right), \quad (7)$$

dove  $E_{b,i}$  ( $E_{b,f}$ ) è l'energia di legame orbitale dei due nuclei prima (dopo) la fase di CE,  $a_i$  ( $a_f$ ) è il semi-asse maggiore prima (dopo) la fase di CE,  $m_{c1}$  e  $m_{c2}$  sono le masse dei due nuclei, e  $\alpha$  è un parametro adimensionale che misura quale frazione dell'energia orbitale rimossa viene trasferita all'inviluppo. Se la primaria è già un oggetto compatto (come in Figura 2),  $m_{c2}$  è la massa dell'oggetto compatto.

L'energia di legame dell'inviluppo è

$$E_{env} = \frac{G}{\lambda} \left[ \frac{m_{env,1} m_1}{R_1} + \frac{m_{env,2} m_2}{R_2} \right], \quad (8)$$

in cui  $m_1$  e  $m_2$  sono le masse del membro primario e del membro secondario della binaria,  $m_{env,1}$  e  $m_{env,2}$  sono le masse dell'inviluppo del membro primario e del membro secondario della binaria,  $R_1$  e  $R_2$  sono i raggi del membro primario e del membro secondario della binaria e  $\lambda$  è il parametro (o la funzione) che misura la concentrazione dell'inviluppo (più piccolo è  $\lambda$ , più l'inviluppo è concentrato).

Per poter ottenere il valore del semi-asse maggiore finale  $a_f$  tale per cui l'inviluppo viene espulso, dobbiamo imporre che  $\Delta E = E_{env}$ . Questo significa che  $\alpha$  è direttamente proporzionale alla separazione orbitale finale. Se  $a_f$  risulta essere minore della somma dei raggi dei due nuclei (o della somma dei raggi dei Roche lobe dei nuclei), allora la binaria fonderà durante la fase di CE, altrimenti la binaria sopravviverà.

Dato però che questo formalismo risulta descrivere non in maniera completa la fisica complicata del CE, è necessario tenere in considerazione altre quantità e fenomeni coinvolti. I fenomeni sono i seguenti:

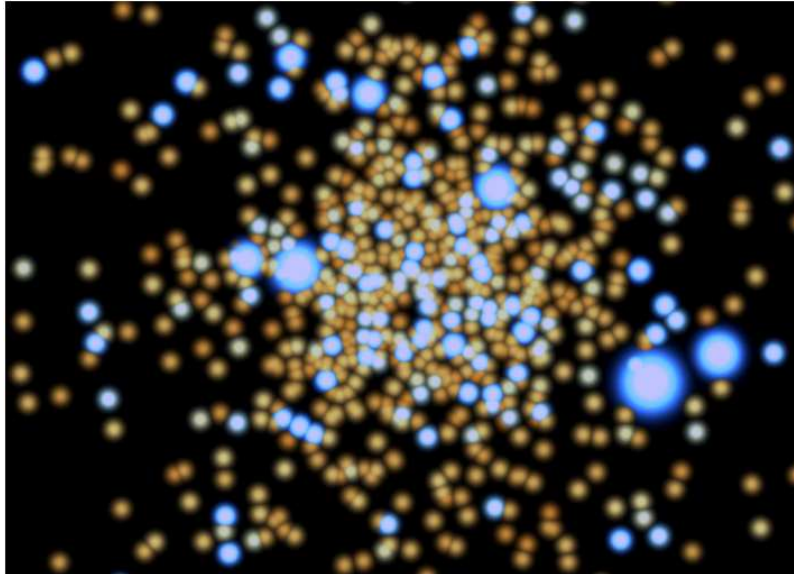
- l'energia termica dell'inviluppo, ovvero la somma dell'energia di radiazione e dell'energia cinetica delle particelle che compongono il gas [20];
- l'energia di ricombinazione (man man che l'inviluppo si espande si raffredda, il plasma si ricombina e alcuni atomi possono formare delle molecole, liberando energia di legame [21]);
- riscaldamento/raffreddamento mareale causato da spin down/up stellare [22];
- energia da fusione nucleare [23];
- l'entalpia dell'inviluppo [24];
- l'energia di accrescimento, che può provocare outflow e jet ([25], [26]).

Inoltre, il parametro  $\lambda$  non può essere lo stesso per tutte le stelle. Ci si aspetta una forte variazione non solo tra diverse stelle, ma anche durante stadi evolutivi diversi della stessa stella. [27],[28] hanno stimato il valore di  $E_{env}$  direttamente dai loro modelli stellari, migliorando questo formalismo. Comunque, anche in questo caso, non è possibile non considerare il parametro  $\alpha$ .

Diverse simulazioni idrodinamiche modellizzano la fase del rapido moto a spirale dopo il plunge-in, dove i due nuclei compiono il moto a spirale in un tempo di scala dinamico ( $\sim 100$  giorni). Nella maggior parte delle simulazioni, alla fine di questo moto dinamico, solo una piccola parte dell'inviluppo ( $\sim 25\%$ , [29]) sembra venire espulsa. Quando i due nuclei sono abbastanza vicini in modo tale da essere separati solo da una

piccola massa di gas, il moto a spirale rallenta e il sistema evolve in un tempo-scala di Kelvin-Helmholtz dell'involuppo ( $\sim 10^3\text{--}5$  anni).

Però, ad ora risulta impossibile compiere simulazioni tridimensionali per un sistema con un tempo-scala di Kelvin-Helmholtz. Perciò, Fragos et al. (2019, [30]) hanno ridotto la complessità del problema effettuando simulazioni dell'intera evoluzione del CE in una sola dimensione, attraverso *MESA*, un codice di evoluzione stellare idrodinamica. Il loro sistema simulato può essere riprodotto con il formalismo  $\alpha$ , se  $\alpha \sim 5$ . La motivazione per cui si ottiene un valore non fisico di  $\alpha > 1$  è data dal fatto che l'energia orbitale è solo una delle fonti di energia coinvolte nell'espulsione dell'involuppo.



**Figure 3:** Istantanea di una simulazione a N-corpi di un ammasso stellare giovane. Le diverse grandezze e colori delle particelle si riferiscono a diverse luminosità e temperature stellari, come stimate computato dalla population synthesis. Questa simulazione è stata inclusa in [37]

#### 1.4 Formazione dinamica di buchi neri binari (BBH)

Fino ad ora sono stati considerati solo sistemi binari isolati, mentre di seguito si discuterà di formazione di BBHs attraverso un canale alternativo, ovvero in scenari di evoluzione dinamica.

Nella situazione in cui le binarie si trovino in un ambiente denso ( $\gtrsim 10^3$  stelle  $pc^{-3}$ ), come un ammasso stellare, le dinamiche collisionali sono importanti per la loro evoluzione. Gli ammassi stellari, inoltre, rappresentano l'ambiente in cui si formano la maggior parte delle stelle massicce, che sono di fatto i progenitori dei BHs ([31],[32]).

Esistono diverse tipologie di ammassi stellari. Gli *ammassi globulari* [33] sono vecchi sistemi stellari ( $\sim 12Gyr$ ), la maggior parte sono molto massicci ( $M_{SC} \geq 10^4 M_\odot$ ) e densi (con densità centrale  $\rho_c \geq 10^4 M_\odot pc^{-3}$ ). Sono siti di intensi processi dinamici, come la catastrofe gravotermica. La maggior parte degli studi di formazione dinamica di BBHs si focalizza sugli ammassi globulari.

Gli *ammassi stellari giovani* hanno un'età  $\lesssim 100 Myr$ , sono sistemi relativamente densi ( $\rho_c > 10^3 M_\odot pc^{-3}$ ), e si pensa che siano il luogo di nascita più comune di stelle massicce [31],[34]. Quando vengono dispersi a causa dell'evaporazione di gas o vengono distrutti per i campi mareali della loro galassia ospite, il loro contenuto stellare viene rilasciato nel campo. Perciò, è ragionevole aspettarsi che una grande parte di BBHs che si trovano ora nel campo possono essersi formati in ammassi stellari giovani, dove hanno fatto parte alle dinamiche dell'ammasso. La Figura 3 mostra un'istantanea di una simulazione a N-corpi di un ammasso stellare giovane. Le prescrizioni di population-synthesis sono incluse nella simulazione per seguire l'evoluzione

delle stelle binarie e la formazione di BBHs. Per concludere, gli *ammassi stellari nucleari* sono piuttosto comuni nelle galassie, e sono tipicamente più massicci e densi degli ammassi globulari, e possono coesistere con BHs super massicci (SMBHs). BHs di massa stellare che si formano nelle regioni più interne della galassia possono venire intrappolati nel disco di accrescimento del SMBH centrale, scatenando la loro fusione ([35],[36]). Queste caratteristiche degli ammassi stellari nucleari li rendono unici tra gli ammassi stellari, le motivazioni verranno discusse nella sezione successiva.

#### 1.4.1 Incontri tra due corpi, attrito dinamico e collasso nucleare

Il motore principale delle dinamiche degli ammassi stellari è la forza gravitazionale. Gli incontri gravitazionali a due corpi tra stelle portano a fluttuazioni locali nel potenziale dell'ammasso stellare e creano grandi cambiamenti nella struttura interna dell'ammasso stellare entro un tempo-scala di rilassamento per due corpi [38],[39]:

$$t_{rlx} = 0.34 \frac{\sigma^3}{G^2 \langle m \rangle \rho \ln \Lambda}, \quad (9)$$

dove  $\sigma$  è la dispersione di velocità locale dell'ammasso stellare,  $\langle m \rangle$  è la massa stellare media nell'ammasso stellare,  $\rho$  è la densità di massa locale,  $G$  è la forza di gravità e  $\ln \Lambda \sim 10$  è il logaritmo di Coulomb. Il tempo scala di rilassamento per un sistema a due corpi è il tempo di cui necessita una certa stella nel sistema stellare per perdere totalmente memoria della sua velocità iniziale a causa dell'incontro a due corpi. In un ammasso stellare,  $t_{rlx}$  è molto più breve rispetto al tempo di Hubble ( $t_{rlx} \sim 10 - 100 Myr$  in ammassi stellari giovani, [40]), mentre nelle galassie e in strutture a larga scala è molto più lungo rispetto al tempo di vita dell'universo.

Un'altra conseguenza della forza di gravità è l'attrito dinamico: un corpo massiccio di massa  $M$  che orbita in un campo di particelle più leggere percepisce una forza di attrito che ne rallenta il moto lungo un tempo scala [41]:

$$t_{DF}(M) = \frac{3}{4} \frac{\sigma^3}{(2\pi)^{1/2} G^2 \ln \Lambda M \rho(r)}. \quad (10)$$

La relazione tra  $t_{DF}$  e  $t_{rlx}$  è data da:

$$t_{DF}(M) \sim \frac{\langle m \rangle}{M} t_{rlx} \quad (11)$$

Ad esempio, l'attrito dinamico avviene su un tempo scala minore rispetto al tempo di rilassamento a due corpi e porta ad una segregazione della massa (o stratificazione di massa) in un ammasso stellare. Questo processo accelera il collasso del nucleo di un ammasso stellare e può innescare l'instabilità di Spitzer [42]. Gli effetti del rilassamento a due corpi e dell'attrito dinamico sono fondamentali per la modellazione della demografia di BBHs negli ammassi stellari.

#### 1.4.2 Incontri singola-binaria

Uno dei principali effetti dinamici che può influenzare un BBH viene definito come incontro a tre corpi. Le binarie hanno una riserva di energia, ovvero la loro energia interna:

$$E_{int} = \frac{1}{2} \mu v^2 - \frac{G m_1 m_2}{r}, \quad (12)$$

dove  $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$  è la massa ridotta della binaria,  $v$  è la velocità relativa tra i due membri della binaria, e  $r$  è la distanza tra le due componenti della binaria. Come mostrato dalla legge di Keplero,  $E_{int} = -E_b = -G m_1 m_2 / (2a)$ , dove  $E_b$  è l'energia di legame del sistema binario e  $a$  è il suo semi-asse maggiore. L'energia interna della binaria può essere scambiata con altre stelle solo se la binaria subisce un incontro

ravvicinato con una stella, cosicché i suoi parametri orbitali vengano perturbati dalla stella incontrata. Questo accade solo se una singola stella si avvicina alla binaria ad una distanza poco minore della sua separazione orbitale. Per far sì che questo accada con una frequenza non trascurabile, la binaria deve essere in un ambiente denso, dato che il tasso degli incontri a tre corpi scala con la densità locale di stelle. Gli effetti fondamentali degli incontri a tre corpi sulle binarie di BH sono: *hardening*, *exchanges* ed *ejections*.

## 2 Kick Natali

A causa delle asimmetrie nel flusso di neutrini e/o nell'espulsione, ci si aspetta che gli oggetti compatti ricevano un *kick natale* a causa dell'esplosione di SN che li ha generati ([43]). Il kick natale è in grado o di slegare la binaria o di cambiarne le proprietà orbitali. Ad esempio, un kick di SN può aumentare l'eccentricità orbitale o disallineare gli spin delle due componenti della binaria.

Purtroppo è molto difficile quantificare i kick natali attraverso le simulazioni di SN e le misurazioni dei kick natali sono poche, soprattutto per i BHs. Come nel caso di NSs, stime osservative indirette di kick di SN danno risultati contrastanti.

Hobbs et al. (2005, [44]) ha trovato che una distribuzione Maxwelliana singolo con radice quadratica media (o deviazione standard)  $\sigma_{CCSN} = 265 \text{ km s}^{-1}$  corrisponde ai moti propri di 73 pulsar singole giovani nella Galassia. Altre pubblicazioni suggeriscono una distribuzione di velocità bimodale, come un primo massimo a basse velocità ( $\sim 90 \text{ km s}^{-1}$  secondo [45]) e un secondo picco ad alte velocità ( $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$  secondo [45]). Analogamente, Verbunt et al. (2017, [46]) indica che una distribuzione Maxwelliana doppia fornisce un fit decisamente migliore alla distribuzione di velocità osservata rispetto che una distribuzione Maxwelliana singola. Infine, l'analisi di Beniamini & Piran (2016, [47]) mostra che le velocità di kick basse ( $\lesssim 30 \text{ km s}^{-1}$ ) sono necessarie per corrispondere alla maggioranza dei BNSs Galattici, soprattutto di quelli con bassa eccentricità.

Dati questi risultati osservativi, si può dedurre che i kick natali dipendano dal meccanismo di SN (ad esempio, la cattura degli elettroni rispetto al collasso nucleare di SN) o dalla binarietà dei progenitori della NS. Ad esempio, se il progenitore della NS evolve in sistema binario chiuso (come in un sistema binario in cui le due stelle hanno scambiato massa tra di loro, vedi Sezione 1.3.1) potrebbe subire il fenomeno di *ultra-stripped SN* (vedi [48]). Una stella può subire il fenomeno di esplosione di *ultra-stripped SN* solo se è stata fortemente "spogliata" a causa del trasferimento di massa verso la compagna ([49], [50]). Il kick natale di una *ultra-stripped SN* dovrebbe essere basso, a causa dell'espulsione di una piccola quantità di massa ( $\lesssim 0.1 M_{\odot}$ ). Valori bassi di kick ( $\lesssim 50 \text{ km s}^{-1}$ ) per *ultra-stripped core-collapse SNe* sono stati confermati da simulazioni idrodinamiche recenti [51],[52]. Per quanto riguarda i BHs, le uniche misurazioni indirette dei kick natali si ricavano dalle distribuzioni spaziali, moti propri e le proprietà orbitali dei BHs in binarie a raggi-X ([53]). Prove riguardo valori relativamente bassi di kick natali sono state trovate per GRO J1655-40 [54] e per Cygnus X-1 [55], mentre H 1705-250 [56],[58] e XTE J1118+480 [57] richiedono valori alti di kick natali ( $> 100 \text{ km s}^{-1}$ ). Attraverso l'analisi della posizione dei BHs nelle binarie a raggi-X rispetto al piano Galattico, Repetto et al. (2017, [56]) indicano che i kick natali di un BH dovrebbero essere elevati quanto i kick natali di una NS. Repetto et al. (2017, [58]) hanno eseguito un'analisi simile, ma considerando anche l'evoluzione binaria, e hanno trovato che almeno due BHs in binarie a raggi-X (H 1705-250 e XTE J1118 + 480) richiedono elevati valori di kick natali.

La maggior parte dei modelli di evoluzione di BBH assume che i kick natali dei BHs seguano la stessa distribuzione dei kick di NS, ma diminuiti di qualche fattore. Ad esempio, la conservazione della quantità di



moto lineare suggerisce che

$$v_{BH} = \frac{\langle m_{NS} \rangle}{m_{BH}} v_{NS}, \quad (13)$$

dove  $v_{BH}$  è il kick natale di un BH con massa  $m_{BH}$ ,  $\langle m_{NS} \rangle \approx 1.33 M_{\odot}$  è la massa media delle NSs [59] e  $v_{NS}$  viene estratto casualmente dalla distribuzione di kick di NS (ad esempio, da una curva Maxwelliana singola o doppia).

Diversamente, il kick natale può essere ridotto dalla quantità di fallback, assumendo che il fallback estingua le asimmetrie iniziali. Seguendo [60],

$$v_{BH} = (1 - f_{fb}) v_{NS}, \quad (14)$$

dove  $f_{fb}$  quantifica il fallback (se  $f_{fb} = 0$  allora non è presente il fallback, invece se  $f_{fb} = 1$  si presenta il collasso diretto). La maggior parte degli studi assume che i BHs nati da collasso diretto ricevano un kick natale nullo [60].

Il modello in [61] può unificare kick natali di BHs e NS, considerando ovviamente i fenomeni di ultra-stripped SNe e di electron-capture SNe, che portano maggiormente ad una riduzione dei kick natali ([62]). Seguendo questo modello, il kick di un oggetto compatto può essere descritto come

$$v_k = f_{H05} \frac{\langle m_{NS} \rangle}{m_{rem}} \frac{m_{ej}}{\langle m_{ej} \rangle}, \quad (15)$$

dove  $m_{rem}$  è la massa dell'oggetto compatto considerato,  $m_{ej}$  è la massa della materia espulsa,  $\langle m_{ej} \rangle$  è la massa della materia espulsa di una SN che lascia una singola NS con massa  $\langle m_{NS} \rangle$ , e  $f_{H05}$  è il numero estratto casualmente da una curva di densità di probabilità Maxwelliana con una velocità di dispersione mono-dimensionale  $\sigma_{1D} = 265 \text{ km s}^{-1}$  [62]. Per derivare questo modello, [61] assume che la distribuzione Maxwelliana fittata da [62] è un buon indicatore della distribuzione dei kick delle NSs nate da stelle singole e che i kick natali sono effetti delle asimmetrie nelle espulsioni di massa ( $\propto m_{ej}$ ), modulate dalla conservazione della quantità di moto lineare ( $\propto m_{rem}^{-1}$ ). Questo semplice formalismo sembra risolvere la tensione tra il tasso di fusione locale dei BNSs derivato dagli interferometri a onde-gravitazionali [63],[64] e i moti propri delle pulsar giovani Galattiche [62].

I kick natali rappresentano dunque una delle questioni più dibattute riguardo gli oggetti compatti. Il loro valore quantitativo contiene delle implicazioni importanti sul tasso di fusione e sulle proprietà (spin e distribuzione di massa) della fusione di oggetti compatti.

## 2.1 Modelli di kick natali (prescription in population synthesis simulations)

In questa sezione, si introduce una semplice prescrizione per i kick natali che è in grado di tenere conto sia delle grandi velocità in pulsar giovani isolate sia dei piccoli kick in ultra-stripped SNe, electron-capture SNe (ECSNe) e SNe incomplete. Basandosi su [65], si parte dall'idea che l'effetto delle asimmetrie scali con la massa espulsa ( $m_{ej}$ ). Dalla conservazione della quantità di moto lineare, si include la dipendenza del kick sulla massa dell'oggetto compatto ( $m_{rem}$ ). Come normalizzazione, si utilizza la distribuzione Maxwelliana presa da [44]. Quindi, la prescrizione può essere scritta nella forma

$$v_{kick} \propto f_{H05} m_{ej} m_{rem}^{-1}. \quad (16)$$

Per NSs formate da singole stelle, la formula è indistinguibile da quella proposta da [44]. Per NSs che si formano in binarie chiuse (attraversando la fase di ECSNe o ultra-stripped SNe), questo formalismo produce automaticamente kick molto bassi, coerentemente con [47] e [66]. Infine, BHs di massa piccola (che si for-

mano attraverso il fallback) tendono ad avere kick molto grandi rispetto a BHs massicci, che si formano da collasso diretto.

## 2.2 Caso di VFTS 243: sistema binario formato da un buco nero con kick natale trascurabile

VFTS 243 rappresenta una binaria massiccia debole ai raggi X situata nella Grande Nube di Magellano (LMC) che, con un periodo orbitale di 10.4 giorni, comprende una stella di tipo O di  $25 M_{\odot}$  e una compagna invisibile di almeno  $9 M_{\odot}$ . Secondo [67], la minima massa possibile della compagna implica che questa sia un BH. Al di fuori della Galassia, non si conoscono altri BH a raggi X tranquilli. L'orbita quasi-circolare e la cinematica di VFTS 243 implicano che il collasso del progenitore nel BH è stato associato ad una piccola se non nulla espulsione di materiale o kick. Perciò, identificare queste binarie uniche impatta i tassi previsti di rilevamento delle onde gravitazionali e le proprietà delle SN a collasso diretto.

### 2.2.1 Velocità radiale e moto proprio in VFTS 243

Oltre al fenomeno di quasi annullamento dell'eccentricità orbitale, un altro segnale che può giustificare la mancanza di un kick di SN si basa sul moto relativo di VFTS 243 rispetto al suo ambiente natale. La velocità sistematica di VFTS 243,  $\Gamma = 260.2 \pm 0.9 \text{ km s}^{-1}$ , è entro  $1\sigma$  dalla media misurata per la Nebulosa Tarantola,  $\langle \Gamma \rangle = 271.6 \pm 12.2 \text{ km s}^{-1}$  [68]. Dove, secondo [67], la deviazione standard di  $12.2 \text{ km s}^{-1}$  rappresenta una vera e propria dispersione piuttosto che un errore di misura, che di solito è un valore 10-20 volte minore. [67] assume che la dispersione di velocità radiale rifletta la dispersione in ascensione retta (RA) e in declinazione (DEC). Le velocità ottenute per la media dell'ambiente sono:

$$\langle v_{RA} \rangle = 396 \pm 12 \text{ km s}^{-1} \quad e \quad \langle v_{DEC} \rangle = 145 \pm 12 \text{ km s}^{-1}. \quad (17)$$

Mentre, le componenti di velocità misurate da *GAIA* di VFTS 243 sono:

$$v_{RA} = 408 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \quad e \quad v_{DEC} = 143 \pm 12 \text{ km s}^{-1}. \quad (18)$$

Quindi, ogni componente del vettore di velocità 3D di VFTS 243 è entro  $1\sigma$  dalla media.

## 3 Analisi Computazionale

### 3.1 Codice SEVN

SEVN evolve i parametri fisici delle stelle leggendo un set di tracce evolutive stellari tabulate che vengono interpolate *on-the-fly*. Di default, SEVN include un nuovo set di tabelle di ricerca generate utilizzando il codice PARSEC ([69]). Questo set di tabelle contiene un intervallo di metallicità che spazia da  $Z = 10^{-4}$  fino a  $Z = 6 \times 10^{-2}$  con stelle nell'intervallo di massa di  $2 \leq M_{ZAMS}/M_{\odot} \leq 150$ . Da parte di [70], è stato inoltre utilizzato il codice PARSEC per generare un nuovo set di tracce per nuclei di Elio spogli in modo tale da seguire l'evoluzione delle stelle che perdono l'intero involucro di Idrogeno dopo una fase di trasferimento di massa. Le tabelle di riferimento per le stelle di Elio contengono un intervallo da  $Z = 10^{-4}$  fino a  $Z = 5 \times 10^{-2}$  con massa delle stelle compresa in  $0.4 \leq M_{He-ZAMS}/M_{\odot} \leq 150$ .

Per eseguire l'interpolazione, in SEVN si distinguono le stelle che sono in sequenza principale (*H phase*) da quelle che hanno già formato un nucleo di Elio ma non ancora un nucleo di Carbonio-Ossigeno (CO) (*He*



*phase*) e da quelle che hanno già formato un nucleo di CO (*CO phase*). La divisione in tre macro-fasi è conveniente in termini di tempo computazionale e inoltre garantisce che le stelle utilizzate per l'interpolazione abbiano la stessa struttura interna.

Inoltre, [70] impongono che le stelle interpolanti abbiano la stessa percentuale di vita ( $\Theta_p$ ) della stella interpolata nella sua macro-fase. Per ogni tempo  $t$ , la percentuale di vita di una stella è

$$\Theta_p = \frac{t - t_{0,p}}{t_{f,p} - t_{0,p}} \quad (19)$$

dove  $t_{0,p}$  è il tempo di partenza della macro-fase evolutiva stellare  $p$  (con  $p = \text{H phase, He phase e CO phase}$ ) e  $t_{f,p}$  è il tempo finale. Con l'utilizzo di  $\Theta_p$ , ci si assicura che le stelle usate per l'interpolazione sono alla stessa fase evolutiva stellare all'interno della stessa macro-fase.

La Tabella 1 mostra la lista delle fasi evolutive stellari e la loro corrispondente macro-fase usate nel codice SEVN. La fase evolutiva stellare di una stella viene valutata usando i valori e il tasso di variazione dei parametri fisici stellari interpolati.

Mentre per le stelle isolate le tracce interpolanti sono fissate, per stelle binarie vengono permessi balzi tra diverse tracce. Ogni volta che una stella accresce (dona) una quantità importante di massa  $\Delta m$  dalla (alla) compagna, il codice SEVN si sposta in un'altra traccia evolutiva nelle tabelle di riferimento. Il valore di  $\Delta m$  dipende dai processi evolutivi delle binarie, ma vengono permessi balzi verso nuove tracce solo se

$$\Delta m > \gamma_m M, \quad (20)$$

dove  $M$  è la massa totale della stella e  $\gamma_m$  è un parametro con un valore tipico di  $\sim 0.01$ .

I balzi verso nuove tracce dipendono principalmente dalla macro-fase stellare. Per una stella nella *H phase*, si cercano nuove stelle interpolanti con tre caratteristiche particolari:  $t < t_{f,Hphase}$ , *la stessa percentuale di vita della stella e la stessa massa totale*.

Per una stella nella *He phase*, le stelle interpolanti devono avere  $t > t_{0,HePhase}$  e la stessa massa del nucleo di He. Se la stella interpolata non è una stella Wolf-Rayet (WR), si impone inoltre che la nuova traccia abbia la stessa massa dell'involuppo di H.

Per stelle nella *CO phase*, si utilizza la stessa strategia adottata per stelle nella *He phase* ma si richiede che  $t > t_{0,COphase}$ . In tutti gli scenari, se i requisiti non corrispondono, si utilizzano le migliori stelle interpolanti che l'algoritmo è in grado di trovare.

$k$	Phase	Macro-phase
0	Low-mass main sequence (MS, $M < 0.7M_\odot$ )	H phase
1	MS ( $M < 0.7M_\odot$ )	H phase
2	Hertzsprung gap (HG)	He phase
3	First giant branch	He phase
4	Core He burning	He phase
5	Early asymptotic giant branch (AGB)	CO phase
6	Thermally pulsing AGB	CO phase
7	Naked Helium MS	He phase
8	Naked Helium HG	CO phase
9	Naked Helium giant branch	CO phase
10	He white dwarf (WD)	none
11	Carbon-Oxygen WD	none
12	Oxygen-Neon WD	none
13	Neutron star (NS)	none
14	Black hole (BH)	none
-1	Massless remnant	none

**Table 1:** Lista dei valori interi  $k$  utilizzati per le fasi evolutive stellari e le loro corrispondenti macro-fasi. Una *naked Helium MS* è una stella *naked Helium* che brucia Elio nel nucleo. Una *naked Helium HG* è una stella *naked Helium* che brucia Idrogeno nei gusci (*shells*). Una *naked Helium giant branch* è una stella *naked Helium* che brucia Carbonio (o un elemento più pesante) nel nucleo. Tabella presa da [70].

### 3.1.1 Prescrizioni per SNe

SEVN contiene cinque diversi modelli per SNe da collasso diretto, che possono essere attivati tramite differenti opzioni. I modelli sono i seguenti:

- modello a collasso diretto rapido [3];
- modello a collasso diretto tardivo [3];
- la prescrizione implementata nel codice STARTRACK [71];
- un modello basato sul parametro di compattezza [72];
- il criterio a due parametri di [2].

PISNe e PPISNe sono inclusi in SEVN basandosi sulle prescrizioni discusse in [4].

Infine, i kick di SN vengono implementati in SEVN utilizzando la distribuzione di kick in [44] sia per NSs che per BHs ma viene scalato il kick attraverso la quantità di fallback ([60]):

$$V_{kick} = (1 - f_b)W_{kick}, \quad (21)$$

dove  $W_{kick}$  viene casualmente ottenuto da una distribuzione Maxwelliana. In accordo con questo formalismo, se un BH si forma da un collasso immediato della stella madre allora  $V_{kick} = 0$ .

Se la SN si manifesta quando il BH o la NS progenitrice è un membro di una binaria, il kick di SN può slegare il sistema binario. La sopravvivenza del sistema dipende dagli elementi orbitali al momento dell'esplosione e dal kick di SN. Se la binaria rimane legata, il suo semi-asse maggiore post-SN e la sua eccentricità vengono calcolati come descritto nell'appendice A1 in [16].

### 3.1.2 Evoluzione di stelle binarie

**Trasferimento di massa in SEVN** Il trasferimento di massa è stato implementato in SEVN seguendo le prescrizioni descritte in [16] con diverse modifiche importanti. SEVN considera sia il trasferimento di massa da vento stellare che il Roche-lobe overflow.

Il tasso di accrescimento medio da vento stellare viene calcolato tramite la formula di [15]. Il trasferimento di massa da vento stellare si può definire come un processo non conservativo. Perciò, si descrive anche la variazione di momento angolare orbitale, spin stellare ed eccentricità seguendo [16].

Ad ogni step temporale si valuta quale dei due membri della binaria riempie il suo Roche lobe calcolando il Roche lobe tramite [17] (vedi equazione 4). Se  $R_1 \geq R_{L,1}$ , la massa è trasferita dalla stella primaria alla secondaria. Viene permesso il trasferimento di massa non conservativo, quindi la massa persa dalla primaria ad ogni step temporale  $\Delta m_1$  può essere maggiore rispetto alla massa acquisita dalla secondaria  $\Delta m_2$ .

Se la donatrice che riempie il Roche lobe è una NS ( $k = 13$ ) o un BH ( $k = 14$ ), l'accrescitore deve essere un'altra NS o un BH. In questo caso, i due oggetti vengono sempre a fondersi.

In tutti gli altri casi, per decidere la quantità di massa trasferita dalla primaria  $\Delta m_1$ , si deve prima valutare la stabilità del trasferimento di massa utilizzando l'esponente di massa-raggio definito da [73]. Se il trasferimento di massa risulta essere instabile lungo un tempo di scala dinamico, le stelle si fondono (se la donatrice è in sequenza principale o una stella nell'Hertzprung-gap) o entrano nella fase di CE (se la donatrice si trova in una qualsiasi altra fase evolutiva).

Se il trasferimento di massa è instabile, il tasso di perdita di massa della primaria viene descritto come

$$\dot{M}_1 = 3 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1} \left( \frac{M_1}{M_\odot} \right)^2 [\ln(R_1/R_{L,1})]^3. \quad (22)$$

Il termine  $[\ln(R_1/R_{L,1})]^3$  tiene conto del fatto che la perdita di massa dovrebbe aumentare se il Roche lobe è riempito. Se la primaria è una stella degenera,  $\dot{M}_1$  viene incrementato di un fattore  $10^3 M_1/\max(R_1/R_\odot, 10^{-4})$ . Infine, se il trasferimento di massa è dinamicamente stabile ma instabile lungo un tempo di scala termico, la massa persa dalla primaria viene calcolata come il minimo tra il risultato dell'equazione 22 e la seguente equazione:

$$\dot{M}_1 = \begin{cases} \frac{M_1}{\tau_{K1}} & \text{se } k = 2, 3, 4, 5, 6, 8, 9 \\ \frac{M_1}{\tau_{D1}} & \text{se } k = 0, 1, 7 \end{cases} \quad (23)$$

dove  $\tau_{K1}$  è il tempo di scala di Kelvin-Helmholtz e  $\tau_{D1}$  è il tempo di scala dinamico della donatrice.

Nel caso di trasferimento di massa stabile o termicamente instabile, se l'accrescitore è una stella non-degenera, si assume che l'accrescimento sia limitato dal tempo di scala termico dell'accrescitore, come descritto da [16].

In particolare, la massa accresciuta  $\Delta m_2$  è

$$\Delta m_2 = \min\left(\alpha_\tau \frac{M_2}{\dot{M}_1 \tau_{K2}}, 1\right) \Delta m_1, \quad (24)$$

dove  $\Delta m_1$  è la massa persa dalla donatrice,  $\tau_{K2}$  è il tempo di scala di Kelvin-Helmholtz dell'accrescitore e  $\alpha_\tau$  è un parametro adimensionale di efficienza ( $\alpha_\tau = 10$  secondo [16]).

**Inviluppo Comune e Fusioni Stellari** In SEVN, l'evoluzione ad inviluppo comune rappresenta il risultato di un eccesso instabile di un Roche lobe lungo un tempo di scala dinamico, o una collisione nel periapside<sup>1</sup> tra due stelle, o un contatto binario, ad esempio una binaria dove entrambe le stelle riempiono i loro Roche lobe ( $R_1 \geq R_{L,1}$  e  $R_2 \geq R_{L,2}$  nello stesso momento).

In questi tre casi sopracitati, se la donatrice è una stella in sequenza principale (MS) o del tipo Hertzsprung-gap (HG) le due stelle si fondono direttamente, senza nemmeno calcolare l'evoluzione del CE. In questo caso, si assume che la binaria non sopravvive all'evoluzione del CE, perché la donatrice non possiede un nucleo ben sviluppato ([74]). D'altro canto, se la stella donatrice possiede un nucleo ben sviluppato ( $K = 3, 4, 5, 6, 8, 9$ ), la binaria comincia la routine calcolando la fase di CE.

Durante la fase di CE, il nucleo della donatrice e l'accrescitore vengono inghiottiti dall'inviluppo della donatrice. Iniziano un moto a spirale trasferendo energia al CE. Se l'energia rilasciata è sufficiente ad espellere l'intero inviluppo il sistema sopravvive, altrimenti la donatrice si fonde con l'accrescitore.

Il formalismo che descrive le energie, sia di legame che orbitali, coinvolte fino alla sopravvivenza della binaria è stato presentato precedentemente nella sezione 1.3.2, attraverso le equazioni 7 e 8. In questo caso, SEVN è in grado di trovare una nuova traccia per ogni nucleo spoglio (a meno che non sia rimasto un oggetto compatto)

Al contrario, le due stelle si fondono se uno dei due nuclei riempie il suo Roche lobe post-CE. Si stima l'energia di legame dell'inviluppo che rimane legato al sistema come

$$E_{bind,f} = E_{bind,i} + \alpha \left( \frac{G m_{c,1} m_{c,2}}{2a_L} + E_{orb,i} \right), \quad (25)$$

dove  $a_L$  è il semi-asse maggiore per il quale il nucleo più grande riempie il suo Roche lobe post-CE.

Il prodotto della fusione avrà un nucleo con massa  $m_{c,3} = m_{c,1} + m_{c,2}$ , massa totale  $m_3$  e raggio  $R_3$ . Per stimare il valore di  $m_3$  e  $R_3$ , SEVN trova una nuova traccia con un'energia di legame d'inviluppo uguale a  $E_{bind,f}$  e con una massa del nucleo  $m_{c,3}$ , assumendo che l'energia di legame d'inviluppo del prodotto della

<sup>1</sup>Una collisione avviene al periapside quando  $(R_1 + R_2) > (1 - e)a$

fusione sia

$$E_{bind,f} = -\frac{G m_3(m_3 - m_{c,3})}{\lambda R_3}. \quad (26)$$

Il tipo spettrale e le altre proprietà del prodotto della fusione sono quindi univocamente determinati dalla traccia trovata da SEVN attraverso questa ricerca.

L'unica eccezione al formalismo descritto precedentemente è il caso in cui una stella si fonda con un BH (o una NS) dopo la fase di CE. In quest'ultimo caso, si assume che l'oggetto finale rimanga un BH (o una NS) e che niente della massa della stella donatrice venga accresciuta dal BH (o dalla NS).

**Evoluzione mareale** In SEVN si implementa il modello di equilibrio mareale di [75], che è basato sull'approssimazione di attrito debole e sul modello a ritardo temporale costante. In questo modello, il disallineamento dei rigonfiamenti mareali rispetto al potenziale perturbativo permette un accoppiamento spin-orbita e la dissipazione dell'energia orbitale. Si evolve il semi-asse maggiore, l'eccentricità e lo spin utilizzando le equazioni secolari medie di [75]:

$$\frac{1}{a} \frac{da}{dt} = -6 \left( \frac{k}{T} \right) q(q+1) \left( \frac{R}{a} \right)^8 \frac{1}{(1-e^2)^{15/2}} \left\{ f_1(e^2) - (1-e^2)^{2/3} f_2(e^2) \frac{\Omega_{spin}}{\Omega_{orb}} \right\} \quad (27)$$

$$\frac{1}{e} \frac{de}{dt} = -27 \left( \frac{k}{T} \right) q(q+1) \left( \frac{R}{a} \right)^8 \frac{1}{(1-e^2)^{13/2}} \left\{ f_3(e^2) - \frac{11}{18} (1-e^2)^{2/3} f_4(e^2) \frac{\Omega_{spin}}{\Omega_{orb}} \right\} \quad (28)$$

$$\frac{d\Omega_{spin}}{dt} = 3 \left( \frac{k}{T} \right) \frac{q^2}{r_g^2} \left( \frac{R}{a} \right)^6 \frac{\Omega_{orb}}{(1-e^2)^6} \left\{ f_2(e^2) - (1-e^2)^{2/3} f_5(e^2) \frac{\Omega_{spin}}{\Omega_{orb}} \right\} \quad (29)$$

dove  $q$  è il rapporto di massa tra la stella perturbante e la stella che subisce le maree, mentre  $r_g^2 = I/MR^2$ ,  $\Omega_{spin}$  e  $R$  sono il raggio di rotazione, lo spin e il raggio della stella che subisce le maree, rispettivamente. I termini  $f_i(e^2)$  sono funzioni polinomiali di eccentricità date da [75]. Il termine  $k/T$  determina il tempo di scala dell'evoluzione mareale e dipende dal meccanismo di dissipazione responsabile del disallineamento dei rigonfiamenti mareali. Si utilizzano le prescrizioni di [16], che sono basate su [76] per la marea in involucri radiativi e [77] per la marea in involucri convettivi.

**Decadimento di onde gravitazionali** Il decadimento di onde gravitazionali (GW) è implementato in SEVN in accordo con le formule di [78], che descrive la perdita di energia e momento angolare di un sistema a causa della radiazione di GWs. Nella fattispecie, la perdita di momento angolare orbitale e la perdita di eccentricità a causa dell'emissione di GW sono stimati come

$$\frac{\dot{J}_{orb}}{J_{orb}} = -\frac{32 G^3 M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{5 c^5 a^4} \frac{1 + \frac{7}{8} e^2}{(1-e^2)^{5/2}} \quad (30)$$

$$\frac{\dot{e}}{e} = -\frac{32 G^3 M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{5 c^5 a^4} \frac{\frac{19}{9} + \frac{121}{96} e^2}{(1-e^2)^{5/2}} \quad (31)$$

Le equazioni 30 e 31 sono considerate per tutte le binarie ad oggetti compatti doppi ( $K \geq 10$ ) e non solo per le più ristrette.

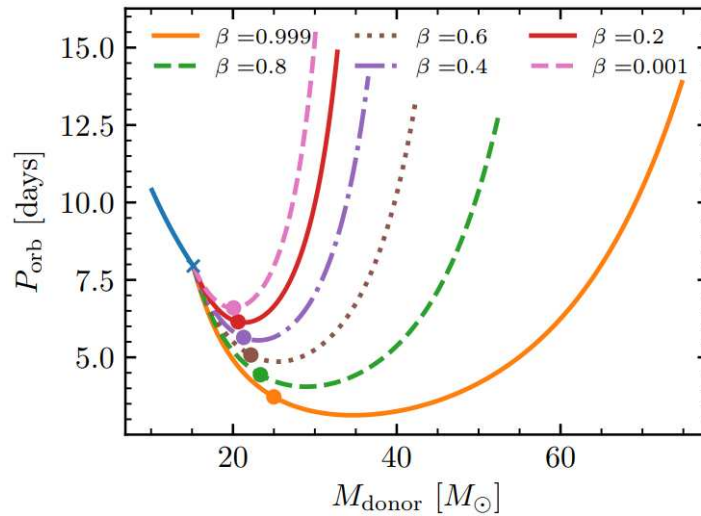
## 3.2 Simulazione del sistema binario VFTS-243 con SEVN

### 3.2.1 Evolutionary path e final fate di VFTS-243

Considerando i risultati ottenuti dall'articolo di T. Shenar [67], risulta interessante considerare i possibili valori di massa del progenitore del BH, così come le proprietà iniziali di VFTS-243 e il suo destino finale. Data l'incerta efficienza del sistema di trasferimento di massa, la massa del progenitore potrebbe stare tra  $\sim 20M_{\odot}$  e  $\sim 80M_{\odot}$ , dove i valori più piccoli sono ottenuti tramite l'applicazione del trasferimento di massa conservativo, e quelli più alti dal non conservativo. Si può concludere che il periodo iniziale deve essere stato più piccolo di  $\sim 20d$ .

[67] fornisce una potenziale soluzione, che riproduce le principali proprietà della binaria:  $M_2$ ,  $T_{eff,1}$ ,  $\log L_1$ ,  $P$ . Viene computato un modello dettagliato di evoluzione di binaria utilizzando il codice di evoluzione stellare *MESA* (Modules of Experiments in Stellar Astrophysics) [79]. Vengono seguite le stesse assunzioni come [80] e [81]. Inoltre, vengono assunte per semplicità stelle non rotanti e un valore fissato di efficienza di trasferimento di massa. L'efficienza del trasferimento di massa viene parametrizzata in termini della frazione  $\beta$  di massa espulsa dall'accrescitore durante la fase di Roche lobe overflow, trasportando il suo specifico momento angolare orbitale.

[67] utilizza le curve fornite in Figura 4 per identificare un'ipotesi iniziale riguardo le condizioni iniziali (valori in zero age main sequence di  $M_1$ ,  $M_2$ ,  $P_{orb}$  e  $\beta$ ). Viene inoltre assunto che la massa della donatrice precollasso all'esaurimento del carbonio corrisponde alla massa finale del BH, come sostenuto dai risultati per poco o nessun materiale espulso. Con questa ipotesi iniziale, vengono verificate le proprietà del modello nel punto più vicino, nel diagramma HR, corrispondente ai valori di  $T_{eff,1}$  e  $L_1$  dopo la formazione del BH.

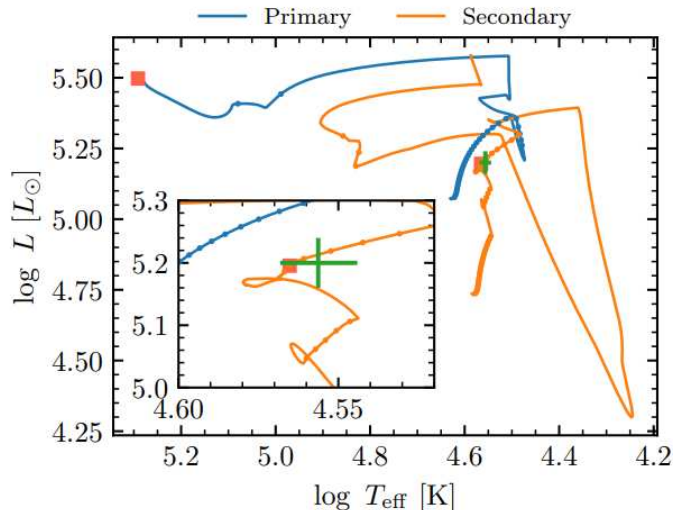


**Figure 4:** Relazione tra periodo orbitale e massa della donatrice per differenti efficienze di trasferimento di massa. Ogni linea traccia le proprietà della massa del progenitore del BH ( $M_{donor}$ ) e il periodo orbitale  $P_{orb}$  per differenti efficienze del trasferimento di massa, da totalmente conservativo ( $\beta = 0$ ) a totalmente non conservativo ( $\beta = 1$ ). Le curve devono essere lette da sinistra verso destra, con un tracciato a ritroso dell'evoluzione dai valori attuali. Per il progenitore del BH si assume che abbia perso 1/3 della sua massa durante la fase precedente di stella Wolf-Rayet, che causa un incremento di  $M_{donor}$  e un restringimento di  $P_{orb}$  man mano che la curva avanza verso destra. Il trasferimento di massa termina nel punto segnato da una croce (dove tutte le curve si incontrano). I cerchi pieni corrispondono ai rapporti di massa dell'unità. Il trasferimento di massa e la configurazione iniziale possono essere situati ovunque sulla destra dei cerchi pieni in corrispondenza di ogni curva.

In seguito, vengono eseguite delle iterazioni sui parametri iniziali per trovare il miglior modello di fit computando derivate parziali numeriche di questi valori rispetto ai parametri di input e utilizzando un risolutore Newton-Raphson per determinare nuove condizioni iniziali. La soluzione trovata comprende:  $M_{ini,1} = 30.1 M_{\odot}$ ,  $M_{ini,2} = 21.9 M_{\odot}$  e  $P_{ini} = 3.71 d$ .

Le tracce evolutive vengono mostrate nel diagramma HR in figura 5.

Assumendo che la massa dell'accrescitore possa subire un collasso diretto e un kick nullo (come la massa del donatore), è stato trovato che la binaria conclude la sua vita come una binaria BH+BH con masse  $10M_{\odot} + 10M_{\odot}$  e un periodo di  $5.46 d$ .



**Figure 5:** Diagramma HR che rappresenta lo scenario evolutivo per VFTS-243. I punti indicano gli step ogni  $0.2 Myrs$  nell'evoluzione. La binaria inizia con  $M_{ini,1} = 30.1 M_{\odot}$ ,  $M_{ini,2} = 21.9 M_{\odot}$  e  $P_{ini} = 3.71 d$ . Il trasferimento di massa si arresta improvvisamente una volta che l'idrogeno è esaurito nel nucleo, ma inizia velocemente di nuovo non appena la primaria lascia la main sequence e si espande. Il trasferimento di massa si ferma quando la shell di idrogeno bruciante viene rimossa, e la primaria evolve rapidamente verso sinistra per diventare una stella Wolf-Rayet, fino a che non collassa per formare il BH che viene oggi osservato (rappresentato dai quadrati arancioni), circa  $7.1 Myr$  dopo la formazione della binaria. Si osserva il sistema ad oggi (con misurazioni corrispondenti alla croce verde) poco dopo, ad un'età stimata di  $7.3 Myr$ .

### 3.2.2 Confronto tra le simulazioni e VFTS-243

Per poter effettuare una simulazione di evoluzione di un determinato sistema binario con SEVN è necessario dare in input un file di tipo testo contenente una lista di binarie che possano riportare dei valori di  $M_{ini,1}$ ,  $M_{ini,2}$  e  $P_{ini}$  coerenti con quelli rappresentativi del sistema VFTS-243. La lista è stata inserita in un file denominato *listBin.txt* creato tramite uno script python (*generate\_listbin.py*) così da ottenere le condizioni iniziali in una Gaussiana centrata su  $M_{ini,1} = 30.1 M_{\odot}$ ,  $M_{ini,2} = 21.9 M_{\odot}$  e  $P_{ini} = 10 d$  sfruttando il metodo Box-Mueller<sup>2</sup>.

A questo punto, risulta possibile eseguire una serie di run dello script *run.sh* andando a modificare degli specifici parametri nel codice per poter analizzare diverse casistiche dei sistemi evoluti in output. I parametri in questione sono denominati *SNKICKS* e *SNVKICKSTD*.

Ogni volta che viene effettuata una run da codice SEVN viene generato un file .csv contenente una tabella con un nome identificativo per ogni sistema che evolve fino al raggiungimento del suo stadio finale<sup>3</sup>. Infine, tramite due script python, con l'ausilio della libreria *pandas*, vengono generati dei plot da analizzare e confrontare con VFTS-243. Per il plot del diagramma HR, che risulta fondamentale nel confronto con quello presente in [62], si delineano le differenti fasi evolutive tramite uno schema di time-step adattivo<sup>4</sup>.

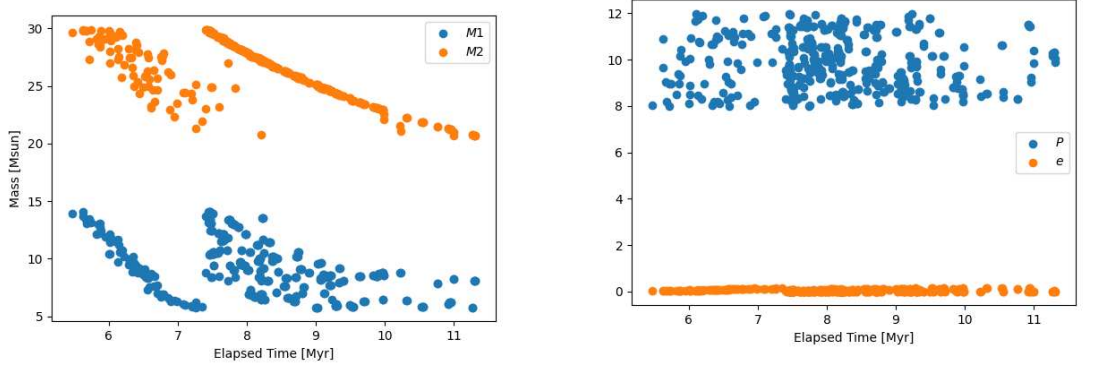
<sup>2</sup>Metodo per poter calcolare deviazioni Gaussiane, corrispondente ad una versione sofisticata del metodo di inversione. Il metodo di inversione è una tecnica per generare un campione di numeri casuali distribuiti secondo una data distribuzione casuale, nota la sua distribuzione di probabilità.

<sup>3</sup>Dei diversi sistemi in questione si hanno inoltre informazioni (colonne) su temperatura, luminosità, raggio, massa, fase evolutiva, time-step evolutivo e tipo di remnant.

<sup>4</sup>Lo schema è rappresentato dalle seguenti condizioni: all'inizio si evolvono le proprietà del sistema e viene aumentato di conseguenza il time-step, si verificano le modifiche alle proprietà e se queste ultime sono cambiate ad esempio di più del 20%, quindi troppo, vengono resettate e viene solo diminuito di poco il time-step. Nel caso le modifiche fossero di minore entità, allora viene proposto un nuovo intervallo di tempo per lo step successivo.

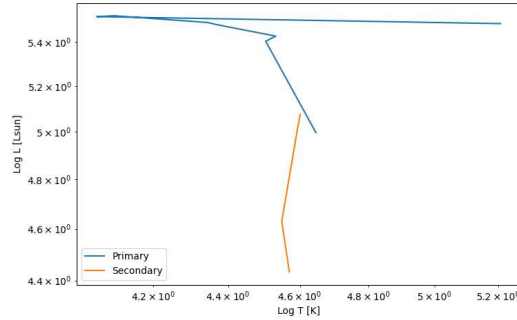
In modo tale da filtrare il file .csv ed ottenere un output significativo sono state poste delle condizioni, quali  $20 M_{\odot} \leq M_1 \leq 30 M_{\odot}$ ,  $8 d \leq P \leq 12 d$  e tipo di remnant per la primaria corrispondente alla fase precedente di un BH, ovvero la fase di AGB, in cui il nucleo di CO si è quasi formato (vedi Tabella 1).

Nel primo scenario è stato scelto di definire il parametro *SNKICKS* come *zeros* assegnando così un modulo pari a 0 per tutti i kick. Di seguito è possibile osservare tre tipologie di plot (Figura 6), per questo primo caso in esame, che verranno riproposte per ogni successivo scenario.



(a) Rappresentazione della massa della stella primaria e della stella secondaria in funzione del tempo di evoluzione durante la run di SEVN. E' possibile apprezzare tramite i cerchi pieni blu le primarie di ogni sistema, mentre tramite i cerchi pieni arancioni le secondarie di ogni sistema.

(b) Relazione, sempre in funzione del tempo, del periodo (cerchi blu pieni) e dell'eccentricità (cerchi arancioni pieni) di ogni sistema evoluto. L'eccentricità rimane stabile, circa attorno a 0 durante tutte le fasi evolutive, coerentemente con il fatto che è stata impostata nulla in input ed essendo stato applicato un modulo nullo di kick, essa è rimasta di tipo circolare.



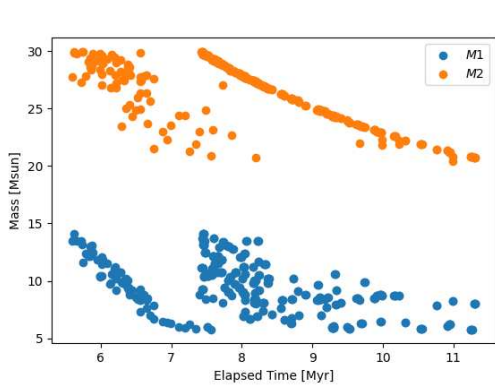
(c) Diagramma HR che pone in relazione la temperatura e la luminosità della primaria (linea blu) e della secondaria (linea arancione) con differenti fasi evolutive distanziate da un time-step adattivo di un particolare sistema preso in considerazione per il confronto.

**Figure 6:** Plot rappresentativi del caso in cui il modulo dei kick sia impostato come nullo.

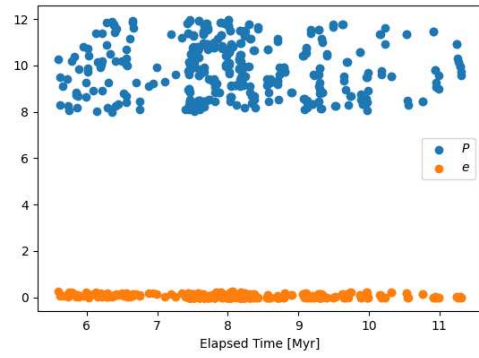
Per quanto riguarda il secondo scenario da analizzare, è stato scelto di definire il parametro *SNKICKS* come *hobbs\_pure* facendo sì che i moduli dei kick vengano selezionati da una Maxwelliana, senza la correzione dei kick natali a causa del SN fallback (vedi [62]). Mentre il parametro *SNVKICKSTD* è stato impostato con un valore di  $15 \text{ km/s}$ , quindi un modulo di kick diverso da 0, ma molto basso (Figura 7).

Tenendo in considerazione questi primi due casi, è possibile notare graficamente come non ci sia sostanzialmente differenza effettuando un confronto tra i plot. L'unica minima discrepanza sta nel fatto che nel caso *hobbs\_pure* con  $15 \text{ km/s}$  si può notare come ci siano meno punti, potendo ipotizzare che sono stati ottenuti in output meno sistemi binari evoluti che rispecchiassero le condizioni di somiglianza con VFTS-243. Il plot riguardante il diagramma HR (Hertzsprung-Russell) rimane invariato rispetto al primo scenario.

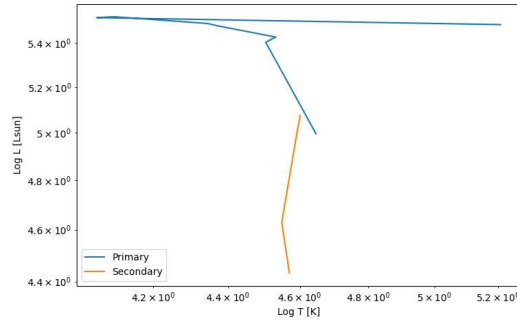




(a) Rappresentazione della massa della stella primaria e della stella secondaria in funzione del tempo di evoluzione durante la run di SEVN. E' possibile apprezzare tramite i cerchi pieni blu le primarie di ogni sistema, mentre tramite i cerchi pieni arancioni le secondarie di ogni sistema.



(b) Relazione, sempre in funzione del tempo, del periodo (cerchi blu pieni) e dell'eccentricità (cerchi arancioni pieni) di ogni sistema evoluto. L'eccentricità, in questo caso, si discosta leggermente dalla situazione precedente, perché nonostante fosse stato dato in input un valore nullo di eccentricità, grazie ad un modulo diverso da 0 dei kick natali il valore di eccentricità può aumentare e discostarsi dal caso circolare.

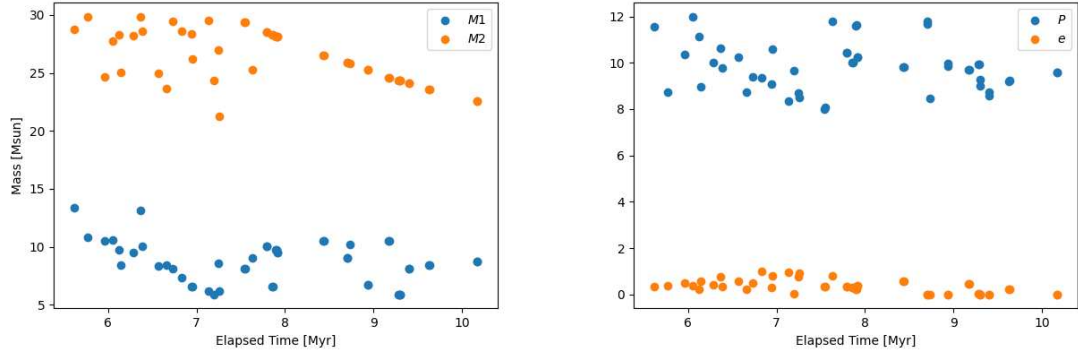


(c) Il diagramma HR risulta essere pressoché identico al precedente.

**Figure 7:** Plot rappresentativi dello scenario con modulo pari a  $15 \text{ km/s}$

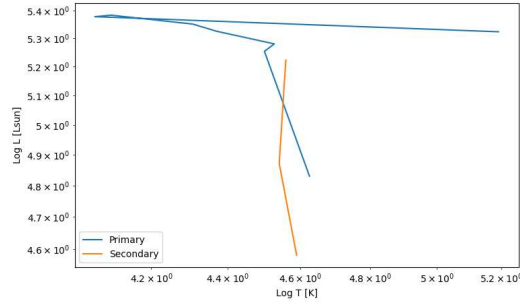
Invece nel terzo scenario, viene mantenuto il parametro *SNKICKS* come *hobbs\_pure*, però viene modificato il valore di *SNVKICKSTD* passando da  $15 \text{ km/s}$  a  $250 \text{ km/s}$ , che rappresenta un elevato valore per il modulo dei kick natali (Figura 8).





(a) Rappresentazione della massa della stella primaria e della stella secondaria in funzione del tempo di evoluzione durante la run di SEVN. E' possibile apprezzare tramite i cerchi pieni blu le primarie di ogni sistema, mentre tramite i cerchi pieni arancioni le secondarie di ogni sistema. In questo scenario non è possibile trarre importanti conclusioni data la minore quantità di sistemi ottenuti in output.

(b) Relazione, sempre in funzione del tempo, del periodo (cerchi blu pieni) e dell'eccentricità (cerchi arancioni pieni) di ogni sistema evoluto. Rispetto al caso precedente, l'eccentricità risulta essere ancora più discostata dal valore nullo conseguentemente all'aumento elevato del modulo dei kick natali, discostandosi così dalla situazione di caso circolare, caratteristica fondamentale di VFTS-243.



(c) Il diagramma HR, in questo caso, risulta diverso dai due precedenti per il fatto che è dato scelto un sistema diverso da quello antecedente. Comunque, anche se la secondaria è più luminosa, non ci permette di trarre delle conclusioni differenti.

**Figure 8:** Plot rappresentativi dello scenario con modulo pari a  $250 \text{ km/s}$

Nel primo dei tre plot, che riguarda le masse delle componenti, prendendo in esame i primi due casi, sono ben distinguibili due intervalli di tempo compresi tra  $5 \leq \text{Myr} \leq 7.5$  e  $7.5 \leq \text{Myr} \leq 12$ . In entrambi i casi l'andamento di diminuzione di massa appare di tipo logaritmico, con un comportamento opposto, ovvero nel primo intervallo la distribuzione di diminuzione di massa è più regolare per le primarie, mentre nel secondo range risulta irregolare; viceversa per le secondarie.

A questo punto è possibile dare due importanti conclusioni:

1. Maggiore è il modulo dei kick natali e minore sarà la quantità di sistemi che si evolveranno come VFTS-243, coerentemente con l'ipotesi che tiene conto di un kick nullo al momento della formazione del BH nel sistema reale.
2. I diagrammi HR ottenuti con SEVN, confrontati con l'articolo [67], mostrano una secondaria più luminosa.

## 4 Conclusioni

All'interno della tesi è stato possibile, una volta introdotte le fondamenta teoriche dell'evoluzione stellare di stelle singole e binarie, discutere delle incognite riguardanti i kick natali definendo quelli che sono i modelli attualmente utilizzati e mettendoli in relazione con i dati di VFTS-243. Infine è stato approfondito ed utilizzato il codice SEVN per poter analizzare i risultati ottenuti con esso, in tre diversi scenari, ed effettuare un confronto con il diagramma HR presente nell'articolo di Shenar et al. [62], soprattutto dal punto di vista dell'evoluzione delle componenti della binaria. Il risultato complessivo della tesi ci porta a confermare che VFTS-243 sia effettivamente un sistema con orbita circolare e quindi composto da un BH nato con kick trascurabile, ma rimangono dei dubbi riguardanti l'aspetto evolutivo della componente secondaria, dato che tramite gli output di SEVN risulta essere più luminosa rispetto a quella presa in caso in [62]. Quindi sarà necessario in futuro poter motivare per quale ragione si abbia questa differenza rispetto all'esito del codice MESA, in modo tale da aggiustare i modelli attuali dei kick natali.

## 5 Bibliografia

- [1] Evan O'Connor and Christian D. Ott. Black Hole Formation in Failing Core-Collapse Supernovae. *Astrophysical Journal*, 730(2):70, April 2011.
- [2] T. Ertl, H. Th. Janka, S. E. Woosley, T. Sukhbold, and M. Ugliano. A Two-parameter Criterion for Classifying the Explodability of Massive Stars by the Neutrino-driven Mechanism. *Astrophysical Journal*, 818(2):124, February 2016.
- [3] C. L. Fryer, K. Belczynski, G. Wiktorowicz, M. Dominik, V. Kalogera, and D. E. Holz. Compact Remnant Mass Function: Dependence on the Explosion Mechanism and Metallicity. *Astrophysical Journal*, 749:91, April 2012.
- [4] M. Spera and M. Mapelli. Very massive stars, pair-instability supernovae and intermediate-mass black holes with the sevn code. *MNRAS*, 470:4739–4749, October 2017.
- [5] M. Kramer, J. F. Bell, R. N. Manchester, A. G. Lyne, F. Camilo, I. H. Stairs, N. D'Amico, V. M. Kaspi, G. Hobbs, D. J. Morris, F. Crawford, A. Possenti, B. C. Joshi, M. A. McLaughlin, D. R. Lorimer, and A. J. Faulkner. The Parkes Multibeam Pulsar Survey - III. Young pulsars and the discovery and timing of 200 pulsars. *MNRAS*, 342(4):1299–1324, July 2003.
- [6] R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue. *Astronomical Journal*, 129(4):1993–2006, April 2005.
- [7] Jason W. T. Hessels, Scott M. Ransom, Ingrid H. Stairs, Paulo C. C. Freire, Victoria M. Kaspi, and Fernando Camilo. A Radio Pulsar Spinning at 716 Hz. *Science*, 311(5769):1901–1904, March 2006.
- [8] Lijun Gou, Jeffrey E. McClintock, Jifeng Liu, Ramesh Narayan, James F. Steiner, Ronald A. Remillard, Jerome A. Orosz, Shane W. Davis, Ken Ebisawa, and Eric M. Schlegel. A Determination of the Spin of the Black Hole Primary in LMC X-1. *Astrophysical Journal*, 701(2):1076–1090, August 2009.
- [9] Lijun Gou, Jeffrey E. McClintock, Ronald A. Remillard, James F. Steiner, Mark J. Reid, Jerome A. Orosz, Ramesh Narayan, Manfred Hanke, and Javier Garcia. Confirmation via the Continuum-fitting Method that the Spin of the Black Hole in Cygnus X-1 Is Extreme. *Astrophysical Journal*, 790(1):29, July 2014.

- [10] Jifeng Liu, Jeffrey E. McClintock, Ramesh Narayan, Shane W. Davis, and Jerome A. Orosz. Precise Measurement of the Spin Parameter of the Stellar-Mass Black Hole M33 X-7. *Astrophysical Journal Letter*, 679(1):L37, May 2008.
- [11] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, M. Agathos, and et al. Binary Black Hole Population Properties Inferred from the First and Second Observing Runs of Advanced LIGO and Advanced Virgo. *Astrophysical Journal Letter*, 882(2):L24, Sep 2019.
- [12] K. Belczynski, J. Klencki, C. E. Fields, A. Olejak, E. Berti, G. Meynet, C. L. Fryer, D. E. Holz, R. O’Shaughnessy, D. A. Brown, T. Bulik, S. C. Leung, K. Nomoto, P. Madau, R. Hirschi, E. Kaiser, S. Jones, S. Mondal, M. Chruslinska, P. Drozda, D. Gerosa, Z. Doctor, M. Giersz, S. Ekstrom, C. Georgy, A. Askar, V. Baibhav, D. Wysocki, T. Natan, W. M. Farr, G. Wiktorowicz, M. Coleman Miller, B. Farr, and J. P. Lasota. Evolutionary roads leading to low effective spins, high black hole masses, and O1/O2 rates for LIGO/Virgo binary black holes. *Astronomy & Astrophysics*, 636:A104, April 2020.
- [13] Michela Mapelli, Mario Spera, Enrico Montanari, Marco Limongi, Alessandro Chieffi, Nicola Giacobbo, Alessandro Bressan, and Yann Bouffanais. Impact of the Rotation and Compactness of Progenitors on the Mass of Black Holes. *Astrophysical Journal*, 888(2):76, January 2020.
- [14] Jim Fuller and Linhao Ma. Most Black Holes Are Born Very Slowly Rotating. *Astrophysical Journal Letter*, 881(1):L1, August 2019.
- [15] H. Bondi and F. Hoyle. On the mechanism of accretion by stars. *MNRAS*, 104:273, January 1944.
- [16] J. R. Hurley, C. A. Tout, and O. R. Pols. Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations. *MNRAS*, 329:897–928, February 2002.
- [17] P. P. Eggleton. Aproximations to the radii of Roche lobes. *Astrophysical Journal*, 268:368–369, May 1983.
- [18] Yann Bouffanais, Michela Mapelli, Filippo Santoliquido, Nicola Giacobbo, Giuliano Iorio, and Guglielmo Costa. Constraining accretion efficiency in massive binary stars with LIGO -Virgo black holes. *MNRAS*, 505(3):3873–3882, August 2021.
- [19] R. F. Webbink. Double white dwarfs as progenitors of R Coronae Borealis stars and Type I supernovae. *Astrophysical Journal*, 277:355–360, February 1984.
- [20] Z. Han, P. Podsiadlowski, and P. P. Eggleton. A possible criterion for envelope ejection in asymptotic giant branch or first giant branch stars. *MNRAS*, 270:121–130, September 1994.
- [21] M. U. Kruckow, T. M. Tauris, N. Langer, D. Szecsi, P. Marchant, and Ph. Podsiadlowski. Common-envelope ejection in massive binary stars. Implications for the progenitors of GW150914 and GW151226. *Astronomy & Astrophysics*, 596:A58, November 2016
- [22] N. Ivanova, S. Justham, X. Chen, O. De Marco, C. L. Fryer, E. Gaburov, H. Ge, E. Glebbeek, Z. Han, X.-D. Li, G. Lu, T. Marsh, P. Podsiadlowski, A. Potter, N. Soker, R. Taam, T. M. Tauris, E. P. J. van den Heuvel, and R. F. Webbink. Common envelope evolution: where we stand and how we can move forward. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 21:59, February 2013.
- [23] N. Ivanova, Ph. Podsiadlowski, and H. Spruit. Hydrodynamical simulations of the stream-core interaction in the slow merger of massive stars. *MNRAS*, 334(4):819–832, August 2002.

- [24] N. Ivanova and S. Chaichenets. Common Envelope: Enthalpy Consideration. *Astrophysical Journal Letter*, 731(2):L36, April 2011.
- [25] Noam Soker. Energy and angular momentum deposition during common envelope evolution. *New Astronomy*, 9(5):399–408, June 2004.
- [26] Morgan MacLeod and Enrico Ramirez-Ruiz. On the Accretion-fed Growth of Neutron Stars during Common Envelope. *Astrophysical Journal Letter*, 798(1):L19, January 2015.
- [27] X.-J. Xu and X.-D. Li. On the Binding Energy Parameter  $\lambda$  of Common Envelope Evolution. *Astrophysical Journal*, 716:114–121, June 2010.
- [28] A. J. Loveridge, M. V. van der Sluys, and V. Kalogera. Analytical Expressions for the Envelope Binding Energy of Giants as a Function of Basic Stellar Parameters. *Astrophysical Journal*, 743:49, December 2011.
- [29] Sebastian T. Ohlmann, Friedrich K. Röpke, Rüdiger Pakmor, and Volker Springel. Hydrodynamic Moving-mesh Simulations of the Common Envelope Phase in Binary Stellar Systems. *Astrophysical Journal Letter*, 816(1):L9, January 2016
- [30] Tassos Fragos, Jeff J. Andrews, Enrico Ramirez-Ruiz, Georges Meynet, Vicky Kalogera, Ronald E. Taam, and Andreas Zezas. The Complete Evolution of a Neutron-star Binary through a Common Envelope Phase Using 1D Hydrodynamic Simulations. *Astrophysical Journal Letter*, 883(2):L45, October 2019
- [31] C. J. Lada and E. A. Lada. Embedded Clusters in Molecular Clouds. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41:57–115, 2003
- [32] C. Weidner and P. Kroupa. The maximum stellar mass, star-cluster formation and composite stellar populations. *MNRAS*, 365:1333–1347, February 2006.
- [33] Raffaele Gratton, Angela Bragaglia, Eugenio Carretta, Valentina D’Orazi, Sara Lucatello, and Antonio Sollima. What is a globular cluster? An observational perspective. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 27(1):8, November 2019.
- [34] S. F. Portegies Zwart, S. L. W. McMillan, and M. Gieles. Young Massive Star Clusters. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48:431–493, September 2010
- [35] Nicholas C. Stone and Brian D. Metzger. Rates of stellar tidal disruption as probes of the supermassive black hole mass function. *MNRAS*, 455(1):859–883, January 2016
- [36] Imre Bartos, Bence Kocsis, Zoltan Haiman, and Szabolcs Márka. Rapid and Bright Stellar-mass Binary Black Hole Mergers in Active Galactic Nuclei. *Astrophysical Journal*, 835(2):165, February 2017
- [37] M. Mapelli, L. Zampieri, E. Ripamonti, and A. Bressan. Dynamics of stellar black holes in young star clusters with different metallicities - I. Implications for X-ray binaries. *MNRAS*, 429:2298–2314, March 2013
- [38] Jr. Spitzer, Lyman and Michael H. Hart. Random Gravitational Encounters and the Evolution of Spherical Systems. I. Method. *Astrophysical Journal*, 164:399, March 1971.
- [39] Lyman Spitzer. *Dynamical evolution of globular clusters*. Princeton University Press, 1987.

- [40] S. F. Portegies Zwart, S. L. W. McMillan, and M. Gieles. Young Massive Star Clusters. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48:431–493, September 2010.
- [41] S. Chandrasekhar. Dynamical Friction. I. General Considerations: the Coefficient of Dynamical Friction. *Astrophysical Journal*, 97:255, March 1943.
- [42] Jr. Spitzer, Lyman. Equipartition and the Formation of Compact Nuclei in Spherical Stellar Systems. *Astrophysical Journal Letter*, 158:L139, December 1969.
- [43] Hans-Thomas Janka. Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 62(1):407–451, November 2012
- [44] G. Hobbs, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, and M. Kramer. A statistical study of 233 pulsar proper motions. *MNRAS*, 360:974–992, July 2005.
- [45] Z. Arzoumanian, D. F. Chernoff, and J. M. Cordes. The Velocity Distribution of Isolated Radio Pulsars. *Astrophysical Journal*, 568:289–301, March 2002
- [46] F. Verbunt, A. Igoshev, and E. Cator. The observed velocity distribution of young pulsars. *Astronomy & Astrophysics*, 608:A57, December 2017.
- [47] P. Beniamini and T. Piran. Formation of double neutron star systems as implied by observations. *MNRAS*, 456:4089–4099, March 2016.
- [48] T. M. Tauris, M. Kramer, P. C. C. Freire, N. Wex, H.-T. Janka, N. Langer, P. Podsiadlowski, E. Bozzo, S. Chaty, M. U. Kruckow, E. P. J. van den Heuvel, J. Antoniadis, R. P. Breton, and D. J. Champion. Formation of Double Neutron Star Systems. *Astrophysical Journal*, 846:170, September 2017.
- [49] T. M. Tauris, N. Langer, T. J. Moriya, P. Podsiadlowski, S.-C. Yoon, and S. I. Blinnikov. Ultra-stripped Type Ic Supernovae from Close Binary Evolution. *Astrophysical Journal Letter*, 778:L23, December 2013.
- [50] T. M. Tauris, N. Langer, and P. Podsiadlowski. Ultra-stripped supernovae: progenitors and fate. *MNRAS*, 451:2123–2144, August 2015.
- [51] Y. Suwa, T. Yoshida, M. Shibata, H. Umeda, and K. Takahashi. Neutrino-driven explosions of ultra-stripped Type Ic supernovae generating binary neutron stars. *MNRAS*, 454:3073–3081, December 2015.
- [52] H.-T. Janka. Neutron Star Kicks by the Gravitational Tug-boat Mechanism in Asymmetric Supernova Explosions: Progenitor and Explosion Dependence. *Astrophysical Journal*, 837:84, March 2017.
- [53] Felix Mirabel. The formation of stellar black holes. *New Astronomy Review*, 78:1–15, August 2017.
- [54] B. Willems, M. Henninger, T. Levin, N. Ivanova, V. Kalogera, K. McGhee, F. X. Timmes, and C. L. Fryer. Understanding Compact Object Formation and Natal Kicks. I. Calculation Methods and the Case of GRO J1655-40. *Astrophysical Journal*, 625(1):324–346, May 2005.
- [55] Tsing-Wai Wong, Francesca Valsecchi, Tassos Fragos, and Vassiliki Kalogera. Understanding Compact Object Formation and Natal Kicks. III. The Case of Cygnus X-1. *Astrophysical Journal*, 747(2):111, March 2012.

- [56] S. Repetto, M. B. Davies, and S. Sigurdsson. Investigating stellar-mass black hole kicks. *MNRAS*, 425:2799–2809, October 2012.
- [57] I. F. Mirabel, V. Dhawan, R. P. Mignani, I. Rodrigues, and F. Guglielmetti. A high-velocity black hole on a Galactic-halo orbit in the solar neighbourhood. *Nature*, 413(6852):139–141, September 2001.
- [58] S. Repetto, A. P. Igoshev, and G. Nelemans. The Galactic distribution of X-ray binaries and its implications for compact object formation and natal kicks. *MNRAS*, 467:298–310, May 2017.
- [59] Feryal Ozel and Paulo Freire. Masses, Radii, and the Equation of State of Neutron Stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54:401–440, September 2016.
- [60] C. L. Fryer, K. Belczynski, G. Wiktorowicz, M. Dominik, V. Kalogera, and D. E. Holz. Compact Remnant Mass Function: Dependence on the Explosion Mechanism and Metallicity. *Astrophysical Journal*, 749:91, April 2012.
- [61] Nicola Giacobbo and Michela Mapelli. Revising Natal Kick Prescriptions in Population Synthesis Simulations. *Astrophysical Journal*, 891(2):141, March 2020.
- [62] G. Hobbs, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, and M. Kramer. A statistical study of 233 pulsar proper motions. *MNRAS*, 360:974–992, July 2005.
- [63] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, M. Agathos, and et al. Binary Black Hole Population Properties Inferred from the First and Second Observing Runs of Advanced LIGO and Advanced Virgo. *Astrophysical Journal Letter*, 882(2):L24, Sep 2019.
- [64] B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, S. Abraham, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, R. X. Adhikari, V. B. Adya, C. Affeldt, M. Agathos, K. Agatsuma, and et al. GW190425: Observation of a Compact Binary Coalescence with Total Mass  $\sim 3.4M_{\odot}$ . *Astrophysical Journal Letter*, 892(1):L3, March 2020.
- [65] Bray, J. C., & Eldridge, J. J. 2016, *MNRAS*, 461, 3747.
- [66] Mapelli, M., & Giacobbo, N. 2018, *MNRAS*, 479, 4391.
- [67] Tomer Shenar et al.: An X-ray quiet black hole born with a negligible kick in a massive binary within the Large Magellanic Cloud. *Nature Astronomy*. <https://arxiv.org/abs/2207.07675>
- [68] Evans, C. J. et al. The VLT-FLAMES Tarantula Survey. XVIII. Classifications and radial velocities of the B-type stars. *Astronomy & Astrophysics*. 574, A13 (2015).
- [69] Bressan A., Marigo P., Girardi L., Salasnich B., Dal Cero C., Rubele S., Nanni A., 2012, *MNRAS*, 427, 127
- [70] Mario Spera, Michela Mapelli, et al. Merging black hole binaries with the SEVN code. 2019, *MNRAS*. <https://arxiv.org/abs/1809.04605>
- [71] Belczynski K., Bulik T., Fryer C. L., Ruiter A., Valsecchi F., Vink J. S., Hurley J. R., 2010, *ApJ*, 714, 1217
- [72] O’Connor E., Ott C. D., 2011, *ApJ*, 730, 70

- [73] Webbink R. F., 1985, *Stellar evolution and binaries*. p. 39
- [74] Dominik M., Belczynski K., Fryer C., Holz D. E., Berti E., Bulik T., Mandel I., O’Shaughnessy R., 2012, *ApJ*, 759, 52
- [75] Hut P., 1981, *A&A*, 99, 126
- [76] Zahn J.-P., 1975, *A&A*, 41, 329
- [77] Zahn J.-P., 1977, *A&A*, 57, 383
- [78] Peters P. C., 1964, *Phys. Rev.*, 136, B1224
- [79] Paxton, B. et al. *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics* (MESA). *Astrophys. J. Supp.* 192, 3 (2011).
- [80] Langer, N. et al.  $\gamma$  Cas stars: Normal Be stars with discs impacted by the wind of a helium-star companion? *Astron. Astrophys.* 633, A40 (2020).
- [81] Brott, I. et al. Rotating massive main-sequence stars. I. Grids of evolutionary models and isochrones. *Astron. Astrophys.* 530, A115 (2011).