



UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA



Dipartimento
di Fisica
e Astronomia
Galileo Galilei

CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

LUIGI BELLI

FORMAZIONE DI SISTEMI BINARI BUCO NERO-STELLA:
IL CASO DI GAIA BH1 E GAIA BH2

—————
ELABORATO FINALE
—————

RELATORI:

PROF. GIULIANO IORIO
DR. SARA RASTELLO

ANNO ACCADEMICO 2023-2024

Abstract

La presente tesi si focalizza sullo studio di sistemi binari non interagenti composti da buchi neri e stelle, con particolare attenzione ai sistemi Gaia BH1 e Gaia BH2, identificati per via astrometrica dal satellite Gaia. Questi sistemi sono peculiari sia in quanto sono le prime binarie non interagenti buco nero-stella mai osservate grazie a Gaia, sia perché i modelli teorici stellari attuali faticano a riprodurre oggetti con questi parametri fisici.

L'approccio adottato coinvolge una revisione della letteratura per quanto concerne i processi che hanno portato alla formazione di questi sistemi. Viene quindi studiato il canale di formazione isolato e presentato il canale di formazione tramite interazioni dinamiche in ammassi stellari.

Per lo studio del canale di formazione isolato è stata svolta inoltre una analisi originale di simulazioni svolte col codice di sintesi di popolazione binaria SEVN con tracce stellari aggiornate. Questa analisi è stata volta alla visualizzazione della distribuzione nello spazio dei parametri direttamente confrontabili con le osservazioni, ovvero massa della stella, massa del buco nero, periodo e eccentricità.

E' stato concluso che il canale di formazione isolato è sfavorevole alla formazione di tali sistemi poiché fatica a riprodurre le caratteristiche osservate mentre risulta molto più solida l'opzione dinamica.

Indice

1	Contesto astrofisico	7
1.1	Introduzione	7
1.1.1	Identificazione dei buchi neri stellari	8
1.1.2	Presentazione di Gaia BH1 e Gaia BH2	11
2	Canali di formazione	13
2.1	Richiami di evoluzione stellare	13
2.1.1	Formazione di buchi neri stellari	16
2.2	Evoluzione isolata	19
2.2.1	Evoluzione isolata tramite SEVN+MIST	31
2.3	Evoluzione dinamica	36
3	Discussione e risultati	43
3.1	Canale isolato	43
3.2	Canale dinamico	44
	Bibliografia	44

Contesto astrofisico

1.1 Introduzione

I buchi neri sono regioni di spazio in cui la forza di attrazione gravitazionale è così potente che nulla, nemmeno la luce, può fuggirne dato che la velocità di fuga è superiore alla velocità della luce c . Questa condizione è valida all'interno dell'orizzonte degli eventi del buco nero, una superficie sferica identificata dal raggio di Schwarzschild, definito come

$$r_S = \frac{2GM}{c^2} \quad (1.1)$$

dove G è la costante di gravitazione universale, M è la massa dell'oggetto. Ogni corpo ha un raggio di Schwarzschild, ad esempio quello della Terra è dell'ordine dei millimetri, mentre un buco nero è contenuto dal suo raggio di Schwarzschild. Questo parametro fisico prende il nome dall'astronomo Karl Schwarzschild che nel 1916 trovò una soluzione alle equazioni di campo della relatività generale di Einstein per una massa non rotante e priva di carica.

I buchi neri possono essere distinti in tre categorie in base alla loro massa, ovvero i buchi neri stellari che verranno introdotti nella sezione 2.1.1, i buchi neri di massa intermedia, che occupano un range delle masse tra 10^2 e $10^4 M_\odot$ e che non si formano direttamente da stelle, e i buchi neri super massicci, che esistono al centro della maggior parte delle galassie, inclusa la Via Lattea, e hanno una massa che va dai milioni ai miliardi di M_\odot .

Nel contesto della teoria della relatività generale i buchi neri provvedono un ambiente estremo per testare e comprendere come si comporti la gravità in tali

condizioni. I buchi neri giocano un ruolo importante anche nell'evoluzione delle galassie, infatti i buchi neri supermassivi al loro interno influenzano la struttura e la formazione stellare. Ultimo, ma non meno importante, la comprensione dei buchi neri e del processo che ne comporta la formazione è ancora incerto ma nasconde molte risposte ai quesiti aperti dell'astrofisica stellare. In questo lavoro verranno trattati i buchi neri stellari.

1.1.1 Identificazione dei buchi neri stellari

Fino a pochi anni fa l'unica evidenza di buchi neri stellari proveniva dalla binarie a raggi X. Esse sono tra le sorgenti extra-solari più brillanti nella banda X e il motivo di ciò è energia gravitazionale rilasciata dalla materia emessa da una stella compagna e accresciuta da una stella a neutroni o da un buco nero in un sistema binario caratterizzato da una separazione orbitale sufficientemente piccola da permettere scambio di materia tra i due oggetti. Questi sistemi sono dunque fonte di informazioni su oggetti stellari compatti (Schatz e Rehm 2006). La prima chiara evidenza di tale tipologia di oggetti risale al 1972, combinando osservazioni in ottico e nella banda dei raggi X del sistema Cygnus X-1 (Remillard e McClintock 2006). Ad oggi ~ 60 oggetti di tale tipo sono stati identificati, infatti solo una piccola frazione delle binarie contenenti un buco nero sono supposte essere in un contesto di accrescimento a un tasso tale da permetterne una rilevazione, a causa delle stringenti condizioni sui parametri orbitali e stellari (Chawla et al. 2022).

Nel 2015 la collaborazione LIGO-Virgo (LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration et al. 2016) riuscì per la prima volta a rilevare la fusione di due buchi neri tramite le onde gravitazionali emesse dall'evento e da allora il numero di tali fenomeni rilevati è cresciuto rapidamente fino a raggiungere la tripla cifra. L'interessante contributo di tale strategia osservativa è che ha permesso di osservare buchi neri con masse oltre $20M_{\odot}$, mentre quelli osservati fino ad allora tramite le binarie a raggi X posseggono masse $\leq 20M_{\odot}$ e inoltre la maggior parte dei modelli teorici allora non prevedevano l'esistenza di buchi neri con massa $m_{bh} > 30M_{\odot}$ (Belczynski et al. 2010), per cui le prime osservazioni gravitazionali hanno spinto l'astrofisica a rivedere i modelli di formazione ed evoluzione dei buchi neri (Mapelli 2021a).

Un'altra tecnica utilizzabile per individuare buchi neri nella Via Lattea è quella del microlensing gravitazionale.

Quando una lente (ad esempio un buco nero¹) passa in fronte a una stella sorgente posta sullo sfondo, la luce della sorgente è temporaneamente deflessa e divisa in due immagini non risolte dalla massa-lente, causando un segnale fotometrico e astrometrico transiente. La sezione d'urto caratteristica dell'evento di microlensing è definita dal raggio angolare di Einstein $\theta_E = \sqrt{\kappa M_L (\pi_L - \pi_S)}$, ove M_L è la massa della lente, π_L la parallasse della lente, π_S la parallasse della sorgente, e $\kappa = \frac{4G}{1AU \cdot c^2}$ una costante. Ad esempio un buco nero nella Via Lattea di massa $\sim 10M_\odot$ che fa effetto di lente gravitazionale su una stella del bulge tipicamente ha $\theta_E = 1 - 3$ milli-arcosecondi (Lam et al. 2022). Questa tecnica ha permesso, ad esempio, di individuare una lente di $0.93M_\odot$ a una distanza di 780pc, a seguito dell'evento di microlensing denominato Gaia16aye, anche se non è stata definita la natura (Wyrzykowski et al. 2020).

A differenza dei sistemi binari a raggi X, binarie del tipo buco nero-stella non interagenti sono meno facili da identificare poiché viene a mancare la caratteristica emissione dei primi. I sistemi binari non interagenti tuttavia possono essere identificati in maniera astrometrica. Infatti la posizione del foto centro in funzione del tempo, ovvero il punto intorno a cui le due stelle sembrano orbitare a causa delle loro emissioni di luce, devia da una traiettoria consistente con una singola sorgente. In fig. 1.1, viene riportato un esempio di traccia astrometrica di una stella singola e di un sistema binario. Al momento lo stato dell'arte per quanto riguarda la strumentazione astrometrica è rappresentato da Gaia.

La missione spaziale Gaia, (Gaia Collaboration et al. 2016) perseguita dall'ESA, ha come scopo principale quello di effettuare misure astrometriche, ovvero accurate misurazioni e studi delle posizioni degli oggetti celesti. Gaia sta campionando una frazione rappresentativa (si stima circa l'1%) delle stelle della nostra galassia fino a una magnitudine nella banda G (130-1100 nm) fino alla ventesima magnitudine. L'ambiente spaziale e la progettazione del satellite permette una combinazione di accuratezza, sensibilità e copertura del cielo altrimenti impossibili da osservatori situati sulla superficie terrestre, permettendo infatti misure astrometriche globali con precisione nell'ordine del micro-arcosecondo.

Gaia è stata costruita per rispondere agli interrogativi sulla formazione e l'evoluzione della galassia attraverso l'analisi della distribuzione e della cinematiche della massa luminosa e oscura della galassia. In media ogni stella viene mi-

¹Un buco nero può essere definito come una lente in senso gravitazionale, infatti la sua massa curva lo spazio tempo intorno a se, e la luce che passe nelle sue vicinanze seguendo la curvatura viene deviata dalla sua traiettoria originale.

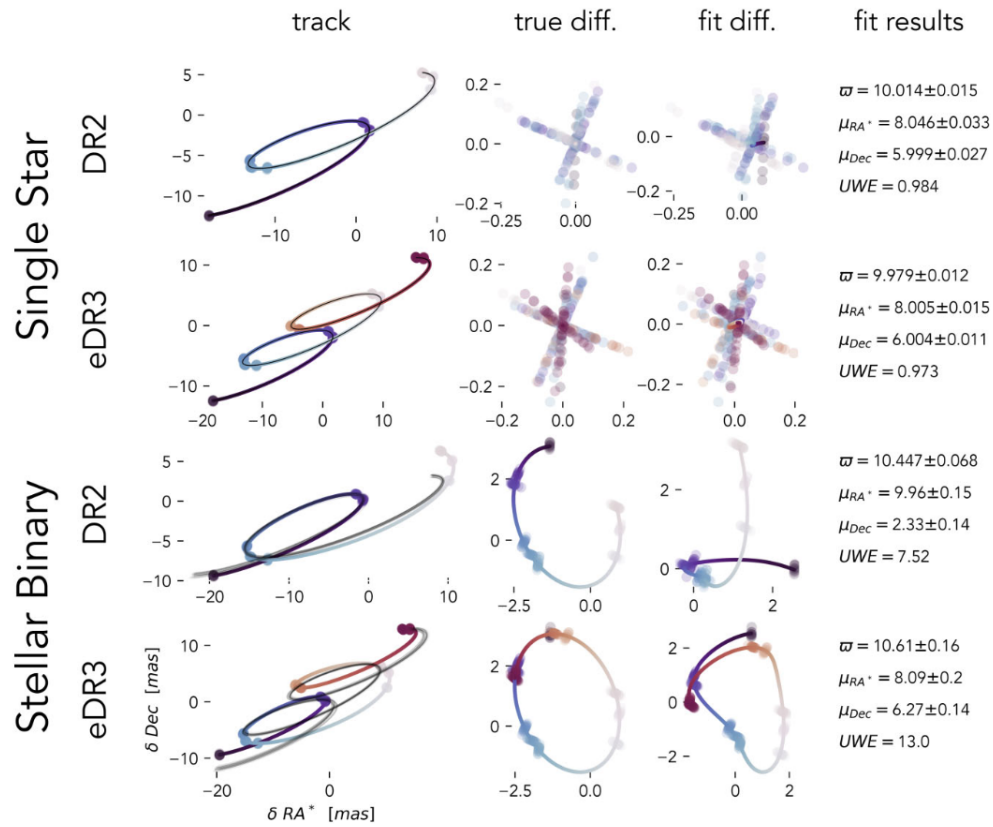


Figura 1.1: Un esempio di tracce astrometriche e fit simili a quelli di Gaia per le data release DR2 e eDR3 (early DR3). Viene mostrato lo stesso sistema, come stella singola (sopra) e con un compagno non risolto (sotto). La colonna a destra mostra la traccia astrometrica, colorata in funzione del tempo, da blu all'inizio della survey di Gaia al rosso alla fine del tempo di osservazione di eDR3. In nero viene simulata la soluzione a cinque parametri per un corpo singolo e si vede che devia dalla traccia astrometrica in modo significativo in caso di una binaria. Nella colonna di mezzo viene sottratto il modello di corpo singolo a mostrare i moti residui mentre nella colonna di sinistra viene usato il vero moto del centro di massa, mentre nelle colonne di destra si usa il miglior fit di corpo singolo. Nella colonna più a destra si mostrano i risultati dal fit di corpo singolo in particolare la parallasse (ϖ) e i moti propri (μ). Da Penoyre, Belokurov e Evans 2022

surata astrometricamente ~ 70 volte durante la fase nominale operativa di cinque anni, e ad ogni epoca vengono effettuate anche misurazioni fotometriche, 10 nel filtro della banda G e una sia per il fotometro blu (330-680 nm) che per quello settato nel rosso (640-1050nm). Il sistema delle magnitudini di Gaia è legato alla stella Vega, alla quale è stata assegnata la magnitudine 0 su tutte le bande, mentre il Sole ha una magnitudine $G_{\odot} = -26.90$ (Casagrande e Vandenberg 2018). La missione consente di migliorare la nostra comprensione delle stelle multiple, infatti la risoluzione spaziale istantanea è paragonabile a quella dell'HST, ed oltre ad essere in grado di risolvere molte binarie, tutti gli strumenti a bordo possono contribuire allo studio di questi sistemi. Ad esempio le oscillazioni astrometriche di binarie non risolte, sovrapposto a moti parallattici e propri, può essere usato per identificare i sistemi multipli. Anche variazioni fotometriche periodiche possono essere sfruttate per identificare binarie eclissanti e un censimento migliorato di sistemi a doppia linea basato sulla spettroscopia coadiuva lo studio. Il grande numero di oggetti che Gaia sta misurando è decisivo per risolvere le domande fondamentali sulle distribuzioni di massa e sulle eccentricità orbitali dei sistemi stellari binari (Gaia Collaboration et al. 2016).

1.1.2 Presentazione di Gaia BH1 e Gaia BH2

I due sistemi discussi in questo lavoro sono stati identificati grazie a Gaia DR3 (Gaia Collaboration et al. 2023).

Gaia BH1 è un sistema caratterizzato da una stella simile al Sole, distante 480 parsec e con una magnitudine nella banda G pari a 13.8; attorno ad essa orbita un probabile buco nero, secondo la soluzione astrometrica di Gaia, con una massa stimata $M_2 = 9.62 \pm 0.18 M_{\odot}$, ottenuta prima dalla soluzione astrometrica e poi combinandola con la analisi spettroscopica e quindi modellizzando le velocità radiali. La metallicità della stella è quasi solare ($[Fe/H] = -0.2$). Il periodo orbitale è $P_{orb} = 185.6$ giorni e l'eccentricità è modesta ($e=0.45$). L'eccentricità, la metallicità e l'orbita tipica del disco sottile fanno pensare che il sistema si sia formato nel disco della Galassia.

Il sistema è stato identificato analizzando per le sorgenti di tipo NSS (Non-Single Stars) le soluzioni astrometriche e le soluzioni congiuntamente spettroscopiche e astrometriche, le quali descrivono l'ellisse tracciata sulla volta celeste dalla sorgente luminosa. La selezione si è concentrata su soluzioni su soggetti con un fotocentro particolarmente ampio, sfruttando sia il fatto che un compa-

gno massivo produce una orbita maggiore per periodo fissato per la terza legge di Keplero, sia il fatto che un compagno oscuro produce oscillazioni del fotocentro più ampie di quelle prodotte da un compagno luminoso della stessa massa. Infatti essendo il fotocentro contributo di entrambi gli oggetti, se uno di questi non emette radiazione, si sposterà in corrispondenza del membro luminoso acquistando un moto proprio più significativo rispetto a un fotocentro condiviso.

Il candidato più promettente era Gaia DR3 4373465352415301632, rinominato appunto Gaia BH1, di cui ora abbiamo conferma della natura (El-Badry, Rix, Quataert et al. 2023).

Gaia BH2, è un altro sistema candidato ad essere *detached*, ovvero silente, infatti non interagendo con la stella compagna il buco nero non accresce materiale e ciò si traduce in assenza di emissione nella banda X.

Esso è caratterizzato da una gigante rossa, ovvero una stella con un nucleo degenerare di elio e il bruciamento dell'idrogeno si è spostato in un guscio limitrofo, di $\sim 1M_{\odot}$ e un oggetto compagno oscuro di massa $M_2 = 8.9 \pm 0.3M_{\odot}$. La sorgente luminosa è distante 1.16 kiloparsec, presenta una magnitudine nella banda G pari a $G = 12.3$. La metallicità è quasi-solare ($[Fe/H] = -0.22$), ma vi è un arricchimento di elementi alfa (elementi prodotti attraverso reazioni di fusione nucleare che coinvolgono particelle alfa, che sono nuclei di elio) ($[\alpha/Fe] = +0.26$), tuttavia l'orbita del sistema nella Galassia presenta caratteristiche tipiche del disco sottile. L'orbita presenta un periodo di 1227 giorni con una modesta eccentricità, pari a $e = 0.52$.

Gaia BH2 è stato individuato durante un programma di follow-up per le binarie sospettate di contenere un oggetto compatto di Gaia DR3 (El-Badry, Rix, Cendes et al. 2023).

Capitolo 2

Canali di formazione

In questo capitolo vengono descritti i canali di formazione dei sistemi binari buco nero-stella sia nel caso isolato sia tramite interazioni dinamiche. In sez. 2.1 vengono presentati i concetti base dell'evoluzione stellare singola, nella sottosezione 2.1.1 vengono presentati i principali processi che portano alla formazione di buchi neri stellari. Successivamente nella sez. 2.2 vengono analizzati i processi che rendono peculiare l'evoluzione stellare in contesto binario isolato, in generale e nel caso particolare di Gaia BH1 e Gaia BH2. Nella sottosezione 2.2 viene presentata l'analisi originale di questo canale tramite simulazioni svolte seguendo tracce stellari aggiornate. Infine nella sez. 2.3 viene analizzato il canale di formazione dinamico, in generale e nel particolare dei sistemi Gaia BH1 e Gaia BH2.

2.1 Richiami di evoluzione stellare

L'evoluzione stellare è il processo per cui una stella muta nel corso del tempo. Tale trasformazione include un varietà di stadi diversi, ognuno distinto da peculiari processi fisici che avvengono all'interno della stella. Gli stati evolutivi sono legati alla massa della stella e, in parte, anche alla metallicità, ovvero la frazione della massa totale dell'oggetto costituita da elementi diversi dall'idrogeno e dall'elio.

Tutte le stelle iniziano il loro percorso evolutivo allo stesso modo, ovvero dal collasso gravitazionale di una nube di gas e polveri, ove l'energia gravitazionale viene convertita in calore. Quando la temperatura al centro della proto-stella

diventa sufficientemente elevata ($\sim 10^7\text{K}$) viene innescata la fusione nucleare dell'idrogeno e la stella entra nella fase di sequenza principale. Durante la sequenza principale l'idrogeno nel nucleo viene convertito in elio e ha durate differenziate in base alla massa della stella, ad esempio per stelle di piccola massa ($0.8 < M_{\odot} < 2$) ha una durata nell'ordine dei miliardi di anni, mentre per stelle massicce ($> 8M_{\odot}$) nell'ordine dei milioni.

Dopo la sequenza principale le stelle rimangono con un nucleo esaurito dell'idrogeno avvolto da un involucro che ne è ancora ricco. La descrizione dell'evoluzione dopo la sequenza principale è più accurata se distinta in base alla massa. Stelle di piccola massa sviluppano un nucleo degenere¹ di elio dopo la sequenza principale, che conduce a una fase relativamente lunga di gigante rossa, o *red giant branch phase* (RGB), che è la fase antecedente all'innescò della fusione dell'elio e durante la quale l'involucro si espande. L'innescò della fusione dell'elio avviene in maniera instabile in cosiddetti *helium flash* che permettono di spezzare la degenerazione con un conseguente aumento della temperatura necessaria all'innescò della fusione dell'elio.

Le stelle di massa intermedia ($2 < M_{\odot} < 8$), sviluppano un nucleo di elio che non degenera e innescano la fusione dell'elio in maniera stabile. Dopo questa fase di bruciamento le stelle formano un nucleo di carbonio-ossigeno degenere. Le stelle di massa piccola e intermedia sono soggette a forti venti stellari (vedi sez. 2.1.1 per maggiori dettagli) durante la fase in cui nel diagramma HR² (fig 2.1) occupano il ramo asintotico delle giganti, o *asymptotic giant branch* (AGB). La fase di AGB è caratterizzata da una sintesi di elementi pesanti negli involucri esterni e da luminosità simili alle stelle RGB ma con temperature maggiori. Durante tale fase i venti rimuovono l'involucro lasciando come residuo nane bianche di carbonio-ossigeno.

Le stelle massicce innescano anche il carbonio in un nucleo non degenere e per masse superiori a $11M_{\odot}$ innescano anche elementi più pesanti fino alla formazione di un nucleo di ferro che successivamente collassa. L'evoluzione si differenzia ulteriormente all'interno della categoria delle stelle massicce in funzione della massa. Infatti stelle con una massa $\lesssim 25 M_{\odot}$ non subiscono una perdita di massa

¹La materia degenere è uno stato della materia caratterizzato da una densità molto elevata, tale per cui i fermioni sono costretti ad occupare stati ad energia più elevata, che si traduce nella cosiddetta pressione di degenerazione che è indipendente dalla temperatura.

²Un diagramma di Hertzsprung-Russell è uno strumento grafico utilizzato per rappresentare le caratteristiche delle stelle, spesso è usato in un contesto evolutivo. Solitamente nell'asse delle ascisse si ha la temperatura efficace o il colore, in ordinate la luminosità o la magnitudine assoluta.

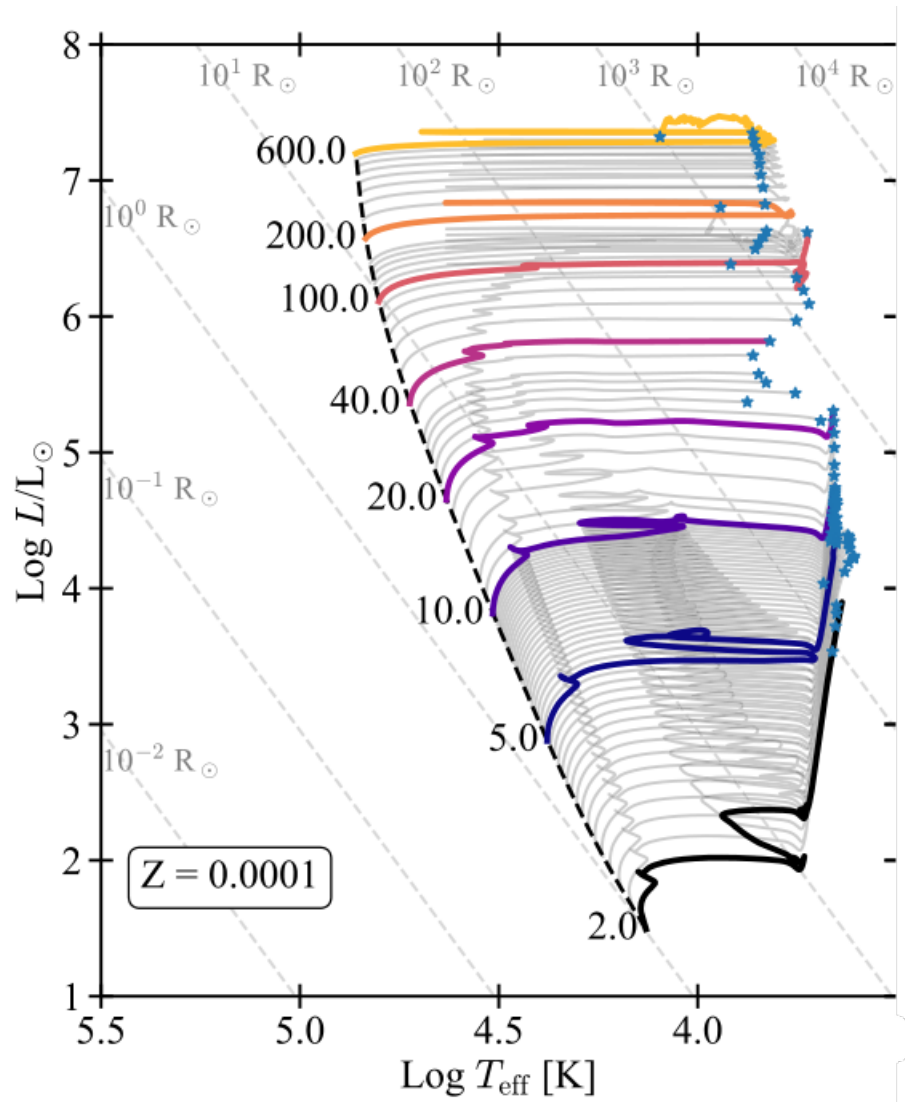


Figura 2.1: Un esempio di diagramma di Hertzsprung-Russell (Iorio et al. 2023).

sufficiente a rimuovere l'intero involucro ricco di idrogeno e terminano la loro vita come supergiganti rosse per poi esplodere come supernova di tipo II, ovvero da collasso gravitazionale del nucleo. Stelle più massive di $25 M_{\odot}$ invece, a causa dell'intensa perdita di massa diventeranno prima stelle di Wolf-Rayet, delle stelle calde e molto luminose che essenzialmente sono nuclei di elio spogliati dell'involucro, e termineranno la loro vita come supernovae di tipo Ib o Ic, simili alle supernovae di tipo II ma hanno uno spettro differente. (Marigo n.d.)

2.1.1 Formazione di buchi neri stellari

Buchi neri stellari si formano come resti di stelle massicce ($> 20M_{\odot}$). La funzione di massa dei buchi neri è incerta perché affetta da un certo numero di processi non del tutto chiari, in particolare venti stellari e esplosioni di supernovae hanno un ruolo sulla formazione dei resti compatti. Inoltre processi che avvengono in sistemi binari stretti, quali trasferimenti di massa e involucro condiviso, aggiungono un fattore di complicazione. Un sistema binario è costituito da due stelle legate gravitazionalmente che orbitano intorno al loro comune centro di massa, tali sistemi possono essere distaccati, quindi la separazione orbitale è troppo grande per interazioni apprezzabili tra i due membri, oppure stretti.

I venti stellari sono un processo per cui le stelle perdono parte della loro massa. In stelle fredde, quali le giganti rosse o AGB, essi sono causati da pressione di radiazioni sulle polveri che si formano negli strati esterni più freddi. Nelle stelle calde e di grande massa sono causati dall'accoppiamento tra il momento dei fotoni e il momento degli ioni metallici presenti nella fotosfera stellare. La perdita di massa tramite venti stellari dipende dalla metallicità della stella secondo

$$m \propto Z^{0.85} v_{\infty}^p \quad (2.1)$$

con v_{∞} è la velocità terminale dei venti, $p = -1.23$ ($p = -1.60$) per stelle con una temperatura efficace $T_{\text{eff}} \gtrsim 2500$ K (12000 K $\lesssim T_{\text{eff}} < 25000$ K). Un esempio pratico è riportato in fig. 2.2.

La comprensione dei venti stellari è estremamente importante perché la perdita di massa determina la massa della stella nel momento che precede l'evento di supernova (SN) e ne influenza l'esito e il prodotto finale dell'esplosione.

Un altro fattore da tenere in considerazione è se la stella evolve in supernova da collasso gravitazionale del nucleo (CCSN) o diventa una SN mancata. Una stella che procede con un'effettiva esplosione di CCSN lascerà dietro di sé una

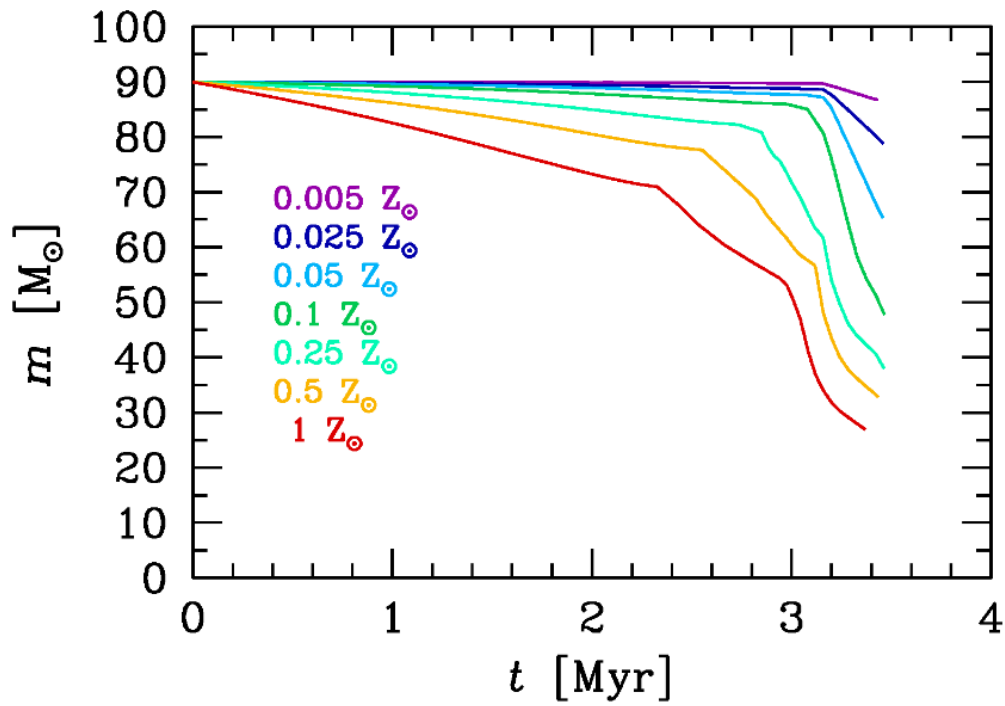


Figura 2.2: Evoluzione della massa stellare in funzione del tempo per una stella con massa iniziale di $90M_{\odot}$ per sette diverse metallicità (Mapelli 2021a).

stella a neutroni o un BH, mentre stelle che terminano la loro vita con una SN mancata diventeranno buchi neri piuttosto massivi ($> 20 M_{\odot}$), poiché la maggior parte della massa finale della stella collassa direttamente in un buco nero.

Il dettaglio del meccanismo che innesca l'esplosione di CCSN è incerto. Quando la massa del nucleo degenere raggiunge la massa di Chandrasekhar ($1.44M_{\odot}$), la pressione di degenerazione degli elettroni relativistici diventa insufficiente per sostenere il nucleo contro il collasso. In aggiunta gli elettroni vengono catturati da parte dei protoni per produrre neutroni che essendo meno interagenti vanno via via diminuendo la pressione. Per raggiungere nuovamente l'equilibrio il nucleo collassa da un raggio iniziale di migliaia di chilometri a poche decine di chilometri in appena un secondo. L'energia gravitazionale guadagnata dal collasso è $W \sim 5 \times 10^{53} \text{erg} \left(\frac{m_{\text{pns}}}{1.4M_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ km}}{R_{\text{pns}}} \right)$ dove m_{pns} e R_{pns} sono la massa e il raggio della proto-stella a neutroni.

La problematica principale consiste nello spiegare come l'energia gravitazionale possa essere, almeno in parte, trasferita all'involucro innescando l'esplosione di supernova. Il meccanismo più analizzato è il meccanismo di convezione della supernova (*convective SN engine*), secondo il quale il nucleo durante il collasso raggiunge densità così elevate tali per cui si forma un gas degenere di neutroni (detta proto-stella a neutroni) la cui pressione di degenerazione è sufficiente ad arrestare il collasso. Gli strati più esterni invece continuano il collasso fino ad impattare sulla superficie della proto-stella a neutroni. L'energia cinetica liberata genera un'onda d'urto che si propaga attraverso il resto della stella che sta ancora collassando. Se l'onda d'urto è sufficientemente energetica da percorrere tutta la stella, culmina in una esplosione di supernova.

Nelle simulazioni, per studiare le masse degli oggetti compatti, le esplosioni di supernova sono indotte artificialmente iniettando nel modello precedente alla supernova un certo quantitativo di energia cinetica o termica in un luogo di massa arbitraria.

Dopo alcuni tentativi di schematizzare la questione ad opera di O'Connor e Ott 2011, Ertl et al. 2016 e Fryer et al. 2012 hanno proposto che la massa del residuo compatto, ovvero il residuo finale del ciclo di una stella massiccia (stelle a neutroni e buchi neri), dipenda perlopiù dalla massa del nucleo di carbonio-ossigeno, m_{CO} e dalla massa finale totale della stella m_{fin} . Nello specifico m_{CO} determina se la stella diventerà una SN di tipo II oppure se collasserà direttamente in un buco nero (per $m_{\text{CO}} > 11M_{\odot}$), mentre m_{fin} determina la quantità di materia che ricade sulla proto-stella a neutroni. In questo formalismo l'unico

parametro libero è il tempo necessario per innescare l'urto. L'energia dell'esplosione è notevolmente ridotta se l'urto è innescato $t \gg 250$ ms dopo l'inizio del collasso (esplosione di supernova ritardata), rispetto a una esplosione lanciata nei primi ~ 250 ms (esplosione di supernova rapida).

I residui compatti tendono a ricevere un impulso alla nascita (*natal kick*) dall'esplosione di supernova della stella progenitrice, a causa di asimmetrie nel flusso di neutrini e/o nel materiale espulso. Essi sono decisivi nell'evoluzione di un sistema binario perché possono mutare le proprietà orbitali, ad esempio aumentare l'eccentricità dell'orbita, o addirittura slegare la binaria, poiché modificano la distribuzione di massa del sistema che reagisce in tal modo per conservazione dell'energia e della quantità di moto. I *natal kicks* sono più facilmente quantificabili per quanto riguarda le stelle a neutroni, infatti stime osservative sulle velocità spaziali delle pulsar³ indicano distribuzioni di velocità bimodali con picchi ad alte e basse velocità, mostrate in fig.2.3 (Verbunt, Igoshev e Cator 2017). Per i buchi neri, le uniche misurazioni indirette degli impulsi alla nascita provengono dalle distribuzioni spaziali, dai moti propri e dalle proprietà orbitali dei buchi neri in binarie a raggi X (Mapelli 2021a).

2.2 Evoluzione isolata

La storia della formazione di Gaia BH1 e di Gaia BH2 è incerta e già uno sguardo ai loro parametri orbitali fa sorgere quesiti.

Prima di procedere all'analisi di tutte le criticità riguardo ai due sistemi, è bene passare in rassegna i principali eventi che caratterizzano l'evoluzione stellare in un contesto binario. Tale situazione di per sé infatti non è differente dall'evoluzione stellare solitaria finché, se esse sono sufficientemente vicine, non si verifica un qualche tipo di interazione. In particolare è possibile che si verifichi una fase di scambio di materia stabile, detta *mass transfer* (MT), o che binarie con un rapporto tra le masse primaria e secondaria molto grande, una volta riempito il lobo di Roche (a seguito dell'espansione dopo la sequenza principale ad esempio) subiscono uno scambio di materia dinamicamente instabile e che si può concretizzare in un evento di involuppo condiviso (CE). Altrimenti se la distan-

³Una pulsar è una stella a neutroni magnetizzata che ruota rapidamente su sé stessa ed emette impulsi periodici a diverse lunghezze d'onda.

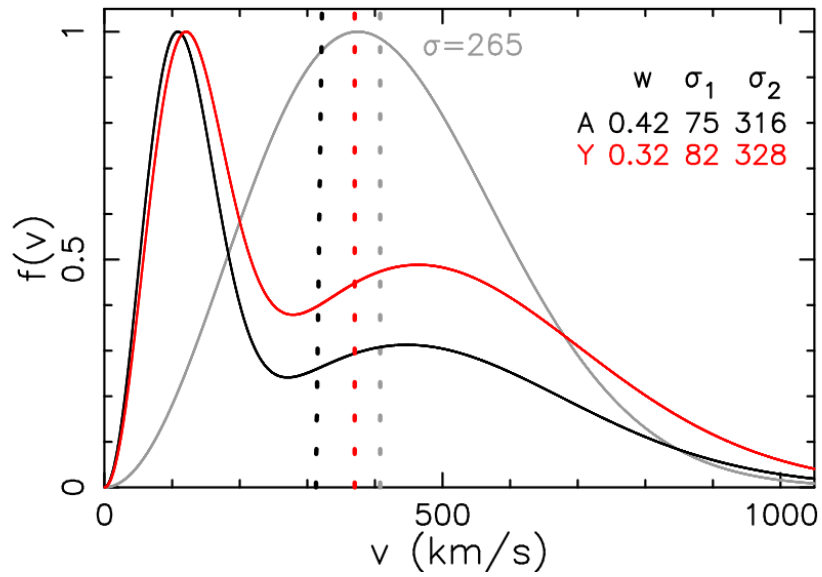


Figura 2.3: Distribuzione bimodale per le pulsar analizzate da Verbunt, Igoshev e Cator 2017, insieme a una distribuzione maxwelliana singola. Le linee verticali tratteggiate indicano le velocità mediane: 313, 370 e 408 km s⁻¹. In asse delle ascisse la velocità in chilometri al secondo e in asse delle ordinate è mostrata la frazione di pulsar a tale velocità.

za che separa i due oggetti è sufficientemente grande, le stelle si evolveranno indipendentemente.

Mass Transfer

Quando due stelle scambiano materia tra di loro, sono coinvolte in un processo di *mass transfer*, il quale può essere dovuto a venti stellari oppure a un episodio di riempimento del lobo di Roche. I lobi di Roche di una stella in un sistema binario 2.4 sono la superficie equipotenziale di maggior estensione, all'interno della quale la materia è gravitazionalmente legata alla stella. L'esatta forma del lobo di Roche andrebbe calcolata numericamente ma una formula approssimata del raggio, ottenuta assumendo orbite circolari e sincrone e che gli oggetti siano sferici, è

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

dove a è il semiasse maggiore della binaria e $q = m_1/m_2$ (m_1 e m_2 masse delle due stelle nella binaria). La formula descrive il lobo di Roche della stella con massa m_1 , e per quella di massa m_2 basta invertire gli indici.

I lobi di Roche delle due stelle sono connessi attraverso il punto lagrangiano L_1 . Siccome sono superfici equipotenziali, la materia orbitante lungo o oltre il lobo può fluire liberamente da una stella all'altra. Una stella riempie il proprio lobo di Roche quando il suo raggio è maggiore di quello del lobo, in questo caso una parte della sua massa fluirà verso la stella compagna che ne può accrescere una parte (Mapelli 2018). Tale fenomeno si chiama Roche lobe overflow e può essere innescato sia, come già detto, dall'espansione di un oggetto in modo tale da riempire il lobo, sia da una perdita di momento angolare che causa la contrazione dell'orbita (J. R. Hurley, Tout e Pols 2002).

Quando una stella massiccia perde materiale a causa dei suoi venti stellari, la compagna è in grado di acquisire un po' della sua massa, ma questo dipende da quanta massa viene persa e da che velocità relativa possieda il vento rispetto alla compagna. Secondo il formalismo di Bondi & Hoyle, J. R. Hurley, Tout e Pols 2002 descrivono il tasso medio di accrezione di massa tramite venti stellari come

$$\dot{m}_2 = \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}} \left(\frac{Gm_2}{v_w^2} \right)^2 \frac{\alpha_w}{2a^2} \frac{1}{[1 + (\frac{v_{orb}}{v_w})^2]^{\frac{3}{2}}} \dot{m}_1 \quad (2.3)$$

dove e è l'eccentricità, G è la costante gravitazionale, m_2 è la massa della stella in accrezione, v_w è la velocità del vento, α_w è una costante di efficienza, a è il

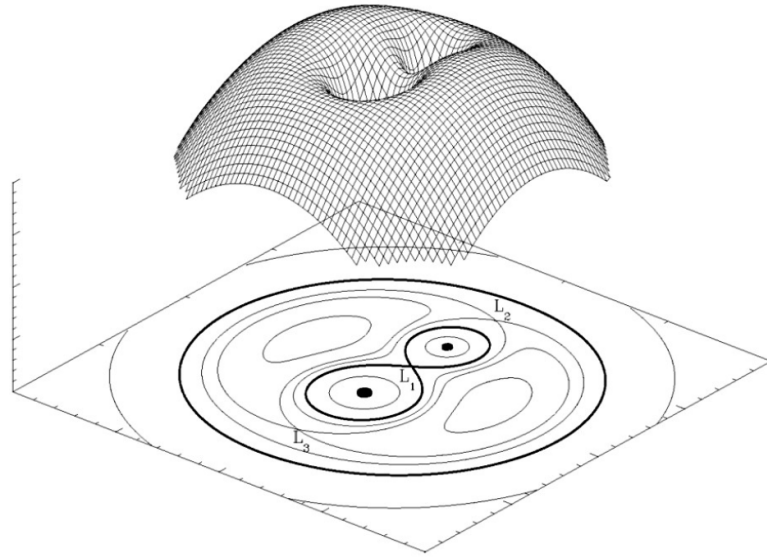


Figura 2.4: Rappresentazione tridimensionale dell'energia potenziale gravitazionale in un sistema binario

semiasse maggiore dell'orbita della binaria, $v_{orb} = \sqrt{G(m_1 + m_2)/a}$ è la velocità orbitale della binaria, e \dot{m}_1 è il tasso di perdita di massa della stella donatrice. Siccome solitamente \dot{m}_1 è solitamente abbastanza basso ($< 10^3 M_\odot \text{yr}^{-1}$) e v_w è abbastanza alta rispetto alla velocità orbitale, questo tipo di trasferimento di massa è poco efficiente.

Uno scambio di materia tramite Roche lobe overflow solitamente è più efficace. Quando una stella riempie il proprio lobo, una parte della sua massa fluisce verso la stella compagna attraverso il punto L_1 , la quale ne può accrescere una parte. Il trasferimento di massa cambia la massa delle due stelle nella binaria e quindi anche la massa finale dei loro resti, ma pure le proprietà orbitali del sistema. Se il trasferimento di massa è non-conservativo, si ha una perdita di momento angolare con conseguenze sul semiasse maggiore. E' interessante stimare quando il trasferimento è stabile e sotto quale tempo-scala. Un approccio

comune sta nel confrontare le seguenti quantità:

$$\zeta_{\text{ad}} = \left(\frac{d \ln R_1}{d \ln m_1} \right)_{\text{ad}} \quad (2.4)$$

$$\zeta_{\text{th}} = \left(\frac{d \ln R_1}{d \ln m_1} \right)_{\text{th}} \quad (2.5)$$

$$\zeta_{\text{L}} = \left(\frac{d \ln r_{\text{L},1}}{d \ln m_1} \right) \quad (2.6)$$

ove ζ_{ad} è la variazione del raggio della donatrice (dovuto alla perdita di massa) necessario per riportare adiabaticamente la stella nuovamente in equilibrio idrostatico, ζ_{th} è la variazione del raggio della donatrice necessaria per riportare la stella nuovamente in equilibrio termico e ζ_{L} è la variazione del lobo di Roche della donatrice (sempre dovuto alla perdita di massa).

Se $\zeta_{\text{L}} > \zeta_{\text{ad}}$, allora la stella si espande più rapidamente del lobo di Roche e il trasferimento di massa risulta dinamicamente instabile. Se $\zeta_{\text{L}} > \zeta_{\text{ad}} > \zeta_{\text{th}}$, allora il trasferimento di massa diventa instabile sul tempo scala di Kelvin-Helmholtz. Infine se il minimo tra ζ_{ad} e $\zeta_{\text{th}} > \zeta_{\text{L}}$, il trasferimento di massa è stabile finché l'evoluzione del nucleo non causerà una ulteriore variazione del raggio. Se il trasferimento di massa è dinamicamente instabile o entrambe le stelle riempiono il loro lobo di Roche, allora la binaria tenderà a unirsi, o a entrare in CE.

Inviluppo condiviso

Come risultato di un Roche lobe overflow è possibile che le componenti binarie raggiungano un stato di inviluppo condiviso.

L'evoluzione in stato di inviluppo condiviso (CEE) è una breve fase nella storia della binaria durante la quale le due stelle orbitano dentro un unico inviluppo condiviso. Questo evento è ritenuto di essere di vitale importanza nell'evoluzione di un gran numero di varie binarie, tra cui binarie a raggi X e stelle a neutroni doppie. Le stelle che hanno prodotto la componente compatta di molti sistemi binari dovevano essere una volta ordini di grandezza maggiori di quanto potrebbe adattarsi nel sistema attuale. Attualmente la CEE è accettata come il processo che consente la formazione di tali sistemi, infatti dopo la rimozione dell'inviluppo condiviso ciò che rimane possiede le orbite strette osservate. Tuttavia non è detto che l'inviluppo condiviso sia espulso e in tal caso la binaria termina in una unione.

E' interessante suddividere il fenomeno di CE in più fasi distinte, dove ognuna opera con un proprio tempo-scala, in modo da comprenderlo meglio. Il processo viene mostrato inoltre in fig. 2.5 per aiutare la comprensione.

1. **Perdita di corotazione:** durante questa fase una binaria non eccentrica e stabile, in cui la rotazione del donatore è probabilmente sincronizzata con l'orbita, viene trasformata in una binaria che segue una traiettoria orbitale a spirale. L'inizio dell'avvicinamento può essere causato da eventi diversi:
 - Uno scambio di materia dinamicamente instabile che succede se il donatore, sia per evoluzione sia per immediata reazione a perdita di massa, si espande rispetto al suo lobo di Roche.
 - La reazione della stella che riceve materia che porta al riempimento dell'orbita binaria, ad esempio se lo scambio di materia avviene a un tasso troppo alto per essere assorbita dal compagno compatto e il sistema non è in grado di espellere rapidamente la massa.

La perdita di corotazione avviene nel tempo-scala dinamico.

2. **Rapido avvicinamento e la sua conclusione:** un rapido avvicinamento, durante il quale l'energia dell'orbita è depositata sull'inviluppo, ne comporta la espansione e potrebbe portare anche alla sua espulsione dinamica oppure all'unione delle due stelle.
3. **Avvicinamento autoregolato:** l'inviluppo si potrebbe espandere abbastanza da rallentare l'avvicinamento, in questo modo si può instaurare uno stato di autoregolazione in cui luminosità di frizione (energia convertita in calore e luce generata dall'interazione tra diversi strati di gas) rilasciata dall'avvicinamento può essere portata verso la superficie dove è emessa.
4. **Termine della fase autoregolata:** l'avvicinamento lungo una traiettoria a spirale termina con l'espulsione dell'inviluppo, o quando uno dei nuclei riempie il proprio lobo di Roche. Questa fase dura numerosi tempi-scala dinamici.
5. **Evoluzione post-CE:** le proprietà orbitali del sistema e le masse degli oggetti, non sono definitive fino a qualche tempo dopo l'espulsione dell'inviluppo. Ad esempio l'eccentricità di una binaria superstite può essere

modificata dalla materia rimanente nell'orbita circumstellare. L'evoluzione termica dei nuclei rimanenti potrebbe innescare un ulteriore scambio di materia e venti dai nuclei potrebbero allargare il sistema (N. Ivanova et al. 2013).

L'esito di questo fenomeno è che la separazione orbitale dei due nuclei è sensibilmente diminuita rispetto a quella iniziale. Se l'inviluppo invece non verrà espulso si avrà che i due nuclei si avvicineranno sempre di più fino ad unirsi.

La trattazione dettagliata di tale fenomeno richiederebbe simulazioni idrodinamiche computazionalmente onerose in termini di risorse per cui in ordine di effettuare studi di popolazione si usano formalismi analitici.

Il formalismo $\alpha\lambda$ è il più utilizzato per descrivere gli eventi di inviluppo condiviso, e si basa sull'assunzione che l'energia necessaria per espellere l'inviluppo derivi unicamente dalla perdita di energia orbitale dei due nuclei durante l'avvicinamento a spirale. Tale frazione di energia può essere espressa come

$$\Delta E = \alpha(E_{b,f} - E_{b,i}) = \alpha \frac{Gm_{c1}m_{c2}}{2} \left(\frac{1}{a_f} - \frac{1}{a_i} \right) \quad (2.7)$$

dove $E_{b,i}$ ($E_{b,f}$) è l'energia orbitale dei due nuclei prima (dopo) la fase di CE, a_i (a_f) è il semiasse maggiore prima (dopo) la fase di CE, m_{c1} e m_{c2} sono le masse dei due nuclei, e α è un parametro adimensionale che quantifica l'efficienza con cui l'energia orbitale persa nell'inviluppo condiviso viene trasferita all'inviluppo stesso e contribuisce alla sua espulsione.

L'energia di legame dell'inviluppo è invece

$$E_{env} = \frac{G}{\lambda} \left[\frac{m_{env,1}m_1}{R_1} + \frac{m_{env,2}m_2}{R_2} \right] \quad (2.8)$$

dove m_1, m_2 sono le masse del membro primario e secondario del sistema, $m_{env,1}, m_{env,2}$ sono le masse dell'inviluppo del primario e del secondario, R_1, R_2 sono i raggi del primario e del secondario, e λ è il parametro che quantifica la concentrazione dell'inviluppo, più è piccolo e più è concentrato.

Imponendo $\Delta E = E_{env}$ si può derivare il valore del semiasse maggiore finale tale per cui l'inviluppo viene espulso. Se questo è minore della somma dei raggi dei due nuclei, allora la binaria si fonderà durante CE altrimenti la binaria sopravvive e avremo a_f come separazione orbitale finale.

Tale formalismo tuttavia è una descrizione molto schematica della fisica dell'inviluppo condiviso (Mapelli 2018).

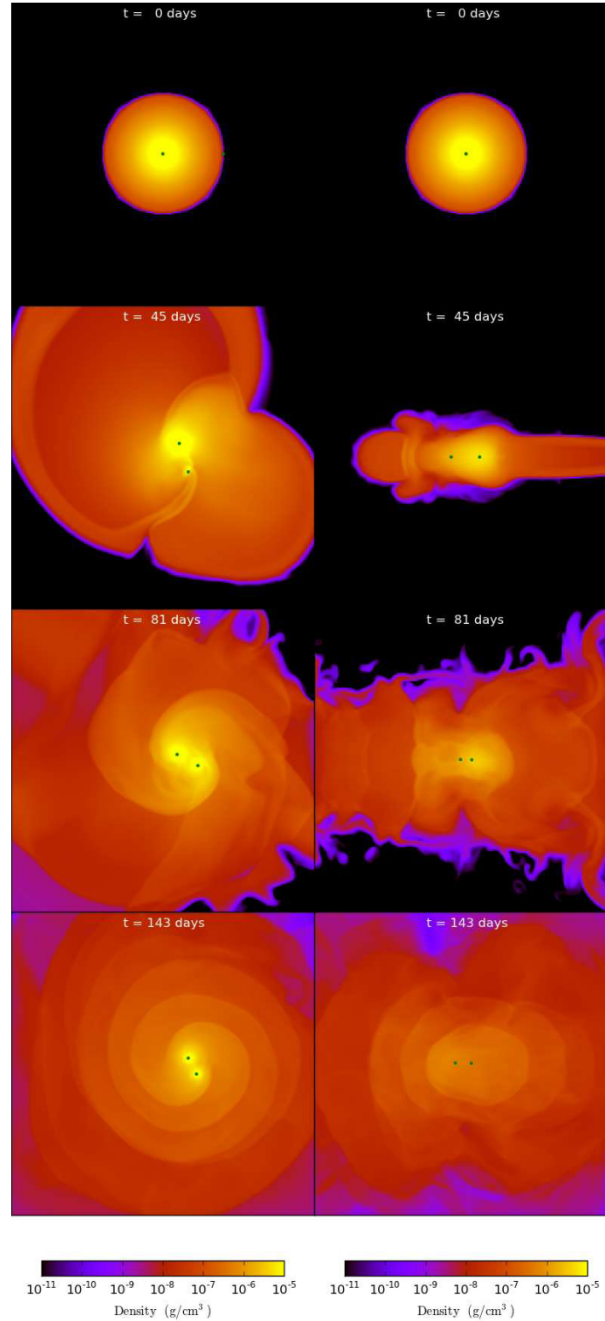


Figura 2.5: Esempio di un evento di involuppo condiviso tra una gigante di $0.88 M_{\odot}$ e una stella in sequenza principale di $0.6 M_{\odot}$, che porterà probabilmente alla formazione di un sistema binario stretto. Sono mostrate le densità sul piano orbitale (sinistra) e sul piano perpendicolare (destra) in differenti momenti del processo. Ogni piano è largo $430 R_{\odot}$. Sono grafici di una simulazione tratta da N. Ivanova et al. 2013.

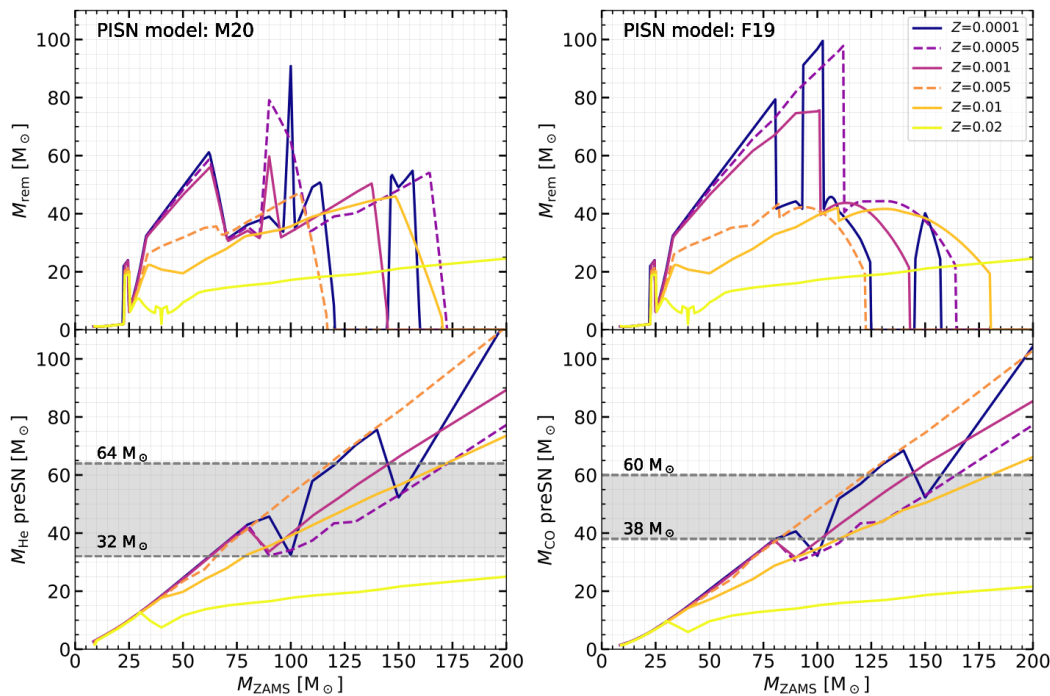


Figura 2.6: Relazione tra massa del residuo e massa del progenitore (in alto) per varie metallicità, con due modelli diversi di instabilità di coppia. Da Iorio et al. 2023.

Evoluzione isolata nel caso di Gaia BH1 e Gaia BH2

Gaia BH1 Per quanto riguarda Gaia BH1, il progenitore del buco nero molto probabilmente possedeva una massa di almeno $20 M_{\odot}$, più probabilmente tra $30-50 M_{\odot}$ a Z_{\odot} (fig. 2.6), e tale stella avrebbe raggiunto un raggio dell'ordine di 10 au nella fase di supergigante se si fosse evoluta in isolamento, che è molto maggiore della odierna separazione dei due membri del sistema e questo suggerisce che le due stelle probabilmente hanno interagito prima della formazione del buco nero. Dato l'elevato rapporto tra le masse questa interazione si dev'essere attuata come CE, in cui la stella è stata inglobata all'interno della stella massiva e in tale frangente ha ceduto energia orbitale espellendo parte, o la totalità, dell'involuppo.

Analizzando più in dettaglio l'eventualità di un episodio di CE, la separazione iniziale tra il progenitore del buco nero e la stella sarebbe dovuta essere nel range di 5-15 au. La binaria sarebbe emersa dall'episodio di involuppo condiviso come

una $\leq 1 M_\odot$ stella in un'orbita ravvicinata con un $\gtrsim 10 M_\odot$ nucleo di elio che potrebbe aver mantenuto parte del suo involucro. Nel formalismo $\alpha\lambda$ prevede che il rapporto tra le separazioni prima e dopo l'episodio di CE sia

$$\frac{a_f}{a_i} = \frac{M_c}{M_1} \left(1 + \frac{2M_e}{\alpha\lambda r_L M_2} \right)^{-1} \quad (2.9)$$

dove M_c, M_e sono le masse del nucleo e dell'involucro del progenitore del buco nero, $M_1 = M_c + M_e$ è la massa totale del progenitore, r_L è il suo raggio del lobo di Roche in unità del semiasse maggiore, M_2 è la massa della stella. Scegliendo $M_c = 10 M_\odot$, $M_e = 20 M_\odot$, $r_L = 0.65$, $M_2 = 1 M_\odot$, $\alpha = 1$, $\lambda = 0.5$, si ottiene $a_f/a_i = 0.0025$, per cui per una iniziale separazione di $a_i = 2000 R_\odot$ la finale sarà $a_f = 5 R_\odot$ che è appena sufficiente per probabilmente evitare la fusione. Per valori più bassi di $\alpha\lambda$ non ci sono separazioni iniziali che portino sia a un episodio di Roche lobe overflow del progenitore e evitino la fusione. In ogni caso la separazione è molto minore rispetto all'osservata $a \approx 300 R_\odot$.

In Gaia BH1, un forte vento stellare non potrebbe essere durato a lungo oppure la massa del nucleo di elio sarebbe diminuita sotto i necessari $10 M_\odot$. Col tempo il nucleo di elio sarebbe collassato in un buco nero, forse accompagnato da una ulteriore perdita di massa o un impulso alla nascita asimmetrico.

L'orbita estesa del sistema e le abbondanze superficiali non degne di nota della stella suggeriscono che non ci sia stato un significativo trasferimento di massa dalla stella verso il buco nero.

L'eccentricità orbitale $e \approx 0.45$ pone una condizione sulla perdita di massa e su eventuali *natal kicks* durante la formazione del buco nero. Se i *natal kicks* fossero puramente dovuti alla perdita di massa e l'orbita fosse stata circolare prima che il buco nero si formasse allora l'eccentricità finale sarebbe

$$e = \frac{\Delta M_{\text{BH}}}{M_{\text{BH}} + M_\star} \quad (2.10)$$

tale per cui sarebbe necessaria una perdita di massa di $\Delta M_{\text{BH}} \approx 4.8 M_\odot$ per arrivare all'eccentricità osservata. Tuttavia una tale perdita di massa è improbabile nel contesto di una CE perché il nucleo collasserebbe rapidamente e la maggior parte dell'involucro sarebbe rimosso dall'episodio di CE. Un impulso alla nascita dovuto ad asimmetrie durante la morte del progenitore, avrebbe portato a una eccentricità finale dipendente dalla velocità e direzione del calcio e dal periodo alla fine dell'episodio di CE. Un impulso alla nascita ottimizzato potrebbe allargare l'orbita ma la renderebbe anche molto eccentrica e impartirebbe una grossa

velocità sistemica al centro di massa della binaria, entrambe queste conseguenze non sono state osservate.

In definitiva la formazione di Gaia BH1 tramite CE è improbabile per le seguenti ragioni:

1. la stella non avrebbe avuto abbastanza energia orbitale per espellere l'involuppo del suo compagno più massivo.
2. Se la espulsione dell'involuppo condiviso fosse avvenuto con successo, la separazione post-CE predetta è sensibilmente minore ($\sim 5R_{\odot}$) rispetto a quella osservata ($\sim 300R_{\odot}$).

L'evento di CE potrebbe essere stato evitato se il progenitore del buco nero non fosse mai diventato sufficientemente grande. I modelli predicono che per masse sufficientemente grandi ($M \gtrsim 50 M_{\odot}$), le stelle non diventano supergiganti rosse ma semplicemente perdono il loro involucro di idrogeno a causa dei venti sia durante che appena dopo la fase di sequenza principale, raggiungendo un raggio massimo dell'ordine di $50 R_{\odot}$. Tuttavia ciò comporta che la stella si formi molto vicino al progenitore, l'orbita si sarebbe espansa di un fattore di ~ 5 a causa della perdita di massa del progenitore, per cui è necessaria una separazione iniziale $\lesssim 60R_{\odot}$ e un periodo iniziale di meno di 10 giorni. Ma sembra improbabile che una stella in fase pre-MS si possa formare e sopravvivere in tali condizioni (El-Badry, Rix, Quataert et al. 2023).

Nel lavoro di Rastello et al. 2023 le simulazioni svolte per analizzare il canale di formazione isolato, non sono stati identificati sistemi simili a Gaia BH1. Questo deriva dall'assunzione del rapporto minimo tra le masse secondaria e primaria posto a $q_{\min} = 0.1$. Studi precedenti (Chawla et al. 2022) hanno investigato la formazione isolata di sistemi buco nero-stella in sequenza principale senza porre condizioni sull'intervallo dei rapporti tra le masse e, nonostante grosse variazioni nelle proprietà delle binarie risultate dalle diverse assunzioni alla base delle simulazioni (metallicità, modello dei *natal kick* e dei venti), i risultati indicano che non è possibile formare Gaia BH1 senza adottare efficienze dell'involuppo condiviso molto alte ($\alpha > 5$). Per efficienze minori ($\alpha < 5$) la fase di CE porta alla produzione di binarie troppo strette, con un periodo orbitale minore di un giorno.

Gaia BH2 Come nel caso di Gaia BH1, anche per Gaia BH2 non è chiaro se essa si sia formata da una binaria primordiale oppure tramite canali più esotici.

Per quanto riguarda una evoluzione isolata è significativo porre delle condizioni su un eventuale impulso alla nascita, che potrebbe aver influenzato l'estensione e l'eccentricità dell'orbita. Data la attuale estensione dell'orbita di Gaia BH2, è improbabile che le forze mareali abbiano sensibilmente circolarizzato la binaria dopo la formazione del buco nero. Se il sistema si fosse formato da una binaria originale, il suo semiasse maggiore e l'eccentricità dovrebbero essere stati modificati da una esplosione asimmetrica di una supernova e dall'istantanea perdita di massa. El-Badry, Rix, Cendes et al. 2023 notano che tale *kick* associato con una perdita di massa istantanea impartirebbe un'eccentricità di ~ 0.3 , per cui un moderato *natal kick* è necessario per produrre l'eccentricità osservata, assumendo che l'orbita fosse stata precedentemente circolarizzata.

Data la massa di $\sim 9 M_{\odot}$ del buco nero, è probabile che il progenitore avesse una massa $M_{init} \gtrsim 25 M_{\odot}$ e un episodio di trasferimento di massa tramite Roche lobe overflow porterebbe sicuramente a un episodio di CEE dato il basso rapporto tra la massa secondaria ($\sim 1 M_{\odot}$) e la primaria. Questo porterebbe a una riduzione della separazione orbitale di un fattore di 100-1000, ma siccome l'evento di Roche lobe overflow non sarebbe potuto avvenire con una separazione maggiore di 10 au, questo avrebbe portato a una separazione dopo la CE 50 volte minore rispetto a quanto osservato. Inoltre a causa della bassa velocità spaziale del sistema e della modesta eccentricità, come nel caso di Gaia BH1, un impulso alla nascita al buco nero che ri-allarghi l'orbita sembra essere fuori discussione.

Per quanto riguarda la casistica che Gaia BH2 si possa essere formato da una stella massiva che non sia mai diventata una supergigante rossa, El-Badry, Rix, Cendes et al. 2023 hanno modellato l'evoluzione del progenitore assumendo $Z \sim Z_{\odot}$. La separazione orbitale all'epoca della morte del progenitore a causa della variabilità introdotta dai *natal kicks* è incerta ma la modesta eccentricità suggerisce che la separazione orbitale pre-SN non fosse troppo distante da quella attuale (~ 5 au) per cui viene adottato un valore di 3 au. Dato che i modelli di stelle massive subiscono consistenti perdite di massa a causa dei venti stellari, e assunto che questo avvenga su un tempo scala maggiore del periodo orbitale, ciò comporta che l'orbita si espanda in modo tale che il prodotto tra il semiasse maggiore e la massa totale della binaria sia conservata.

Tutti i modelli con $M_{init} \leq 65 M_{\odot}$ traboccano i loro lobi di Roche di un fattore di 2, per cui non potrebbero evitare l'involuppo condiviso, mentre modelli più massivi perdono il loro involuppo di idrogeno per i forti venti già durante la sequenza principale e non diventano giganti rosse. Per cui se il progenitore di

Gaia BH2 avesse seguito tale canale, il sistema si sarebbe potuto essere formato come ad esempio una binaria primordiale di masse $70 + 1 M_{\odot}$ con una separazione ~ 0.5 au, evitando il trasferimento di massa tramite Roche lobe overflow e terminando la propria vita come una binaria costituita da stella di Wolf-Rayet + stella di $1 M_{\odot}$ con una separazione finale di ~ 3 au. Nonostante le incertezze introdotte dai tassi di perdita di massa e dalla possibile rotazione del progenitore è possibile che Gaia BH2 si sia formato tramite tale canale (El-Badry, Rix, Cendes et al. 2023).

2.2.1 Evoluzione isolata tramite SEVN+MIST

Nello studio dei canali di formazione di binarie con oggetti compatti, una delle problematiche maggiori è la dimensione dello spazio dei parametri. Infatti si potrebbero fare innumerevoli assunzioni su come l'evoluzione di binarie possa influenzare le proprietà finali di tali sistemi. Per tale motivo i modelli numerici utilizzati per indagare le popolazioni di tali sistemi devono essere computazionalmente efficienti e accurati.

I codici di sintesi di popolazione binaria sono strumenti computazionali utilizzati in astrofisica per modellare l'evoluzione di popolazioni stellari binarie all'interno di una galassia. Questi modelli sono progettati per simulare l'interazione e l'evoluzione di sistemi stellari formati da due stelle legate gravitazionalmente. Molti ne sono stati sviluppati nel corso degli anni e una buona parte di questi si affidano allo stesso modello di evoluzione stellare, ovvero alle formule di fit sviluppate da Hurley 2000. Tuttavia i modelli di evoluzione stellare sono cambiati nel corso degli anni e i più recenti ricoprono un intervallo delle masse e delle metallicità molto più ampio.

La formazione di Gaia BH1 e Gaia BH2 è stata analizzata in letteratura utilizzando codici come MOBSE da Rastello et al. 2023 o COSMIC da El-Badry, Rix, Quartaert et al. 2023; El-Badry, Rix, Cendes et al. 2023 basati sul codice BSE. Tuttavia sarebbe interessante esplorare nuovamente lo spazio dei parametri per il canale di formazione isolato utilizzando le tracce stellari più aggiornate implementate in SEVN.

SEVN (Iorio et al. 2023) (Stellar Evolution for N -body), è un codice di sintesi di popolazione binaria rapido, che computa l'evoluzione stellare attraverso l'interpolazione di un set predefinito di tracce stellari. Il vantaggio principale di questo approccio è la flessibilità, infatti i modelli stellari adottati possono es-

sere aggiornati facilmente semplicemente caricando un diverso set di tabelle di consultazione. Le simulazioni sono state svolte seguendo le tracce stellari più aggiornate di MIST (Mesa Isochrones and Stellar Track), utilizzato per produrre grandi set di tracce stellari e isocrone.

Per questo lavoro di tesi sono state dunque analizzate le simulazioni svolte tramite SEVN+MIST per la prima volta in funzione di studiare i sistemi binari buco nero-stella, con una particolare attenzione alla visualizzazione della distribuzione nello spazio dei parametri delle quantità che sono direttamente confrontabili con le osservazioni, quindi la massa della stella, la massa del buco nero, il periodo orbitale e l'eccentricità dei sistemi.

Le simulazioni sono state svolte utilizzando la funzione iniziale di massa standard formulata da Kroupa 2001, dedotta dal conteggio delle stelle nel campo galattico, con una massa primaria $5 < M_1/M_\odot < 150$ e per la massa secondaria $M_2 > 0.71 M_\odot$ è stata seguita la distribuzione dei rapporti sulle masse di Sana et al. 2012. I limiti sulla massa primaria sono tipici per lo studio della formazione di resti compatti. Il rapporto minimo tra la massa secondaria e primaria è stato ridotto rispetto a Rastello et al. 2023 arrivando a $q_{\min} = 0.005$. Il valore del parametro α è stato posto uguale a 3. I valori di $\alpha_{\text{CE}} > 1$ sono in contrasto con la definizione originale di questo parametro, ma si considerano valori di $\alpha > 1$ per tener conto del fatto che la variazione dell'energia orbitale non è l'unico contributo energetico che contribuisce ad espellere l'involuppo, ma potrebbe anche sopraggiungere un contributo energetico nucleare; infatti è possibile che durante l'avvicinamento un flusso di materiale ricco di idrogeno penetri verso il nucleo e abbia luogo un innesco esplosivo dell'idrogeno (Natalia Ivanova 2011).

Il modello utilizzato è definito *fiducial*, in cui si utilizzano tutti i parametri di SEVN impostati di default, in particolare si nota che si impone la stabilità per trasferimenti di massa durante un evento di Roche lobe overflow per stelle donatrici in sequenza principale e per stelle che popolano l'Hertzsprung Gap⁴ (Iorio et al. 2023). La visualizzazione della distribuzione dello spazio dei parametri fisici orbitali ottenuta dall'analisi delle simulazioni secondo il modello *fiducial* con metallicità $Z = 0.014$ e $Z = 0.02$ è riportata in fig. 2.7 e 2.8.

Nelle simulazioni a metallicità quasi-solare, $Z = 0.014$, abbiamo identificato cinque sistemi simili a Gaia BH1 con uno scostamento dai suoi parametri orbitali

⁴L'Hertzsprung Gap è una regione poco popolata del diagramma che rappresenta la fase in cui le stelle evolvono da sequenza principale verso il ramo delle giganti rosse, la ragione di questo "vuoto" è che è una fase relativamente breve rispetto alla sequenza principale o alla fase di RGB.

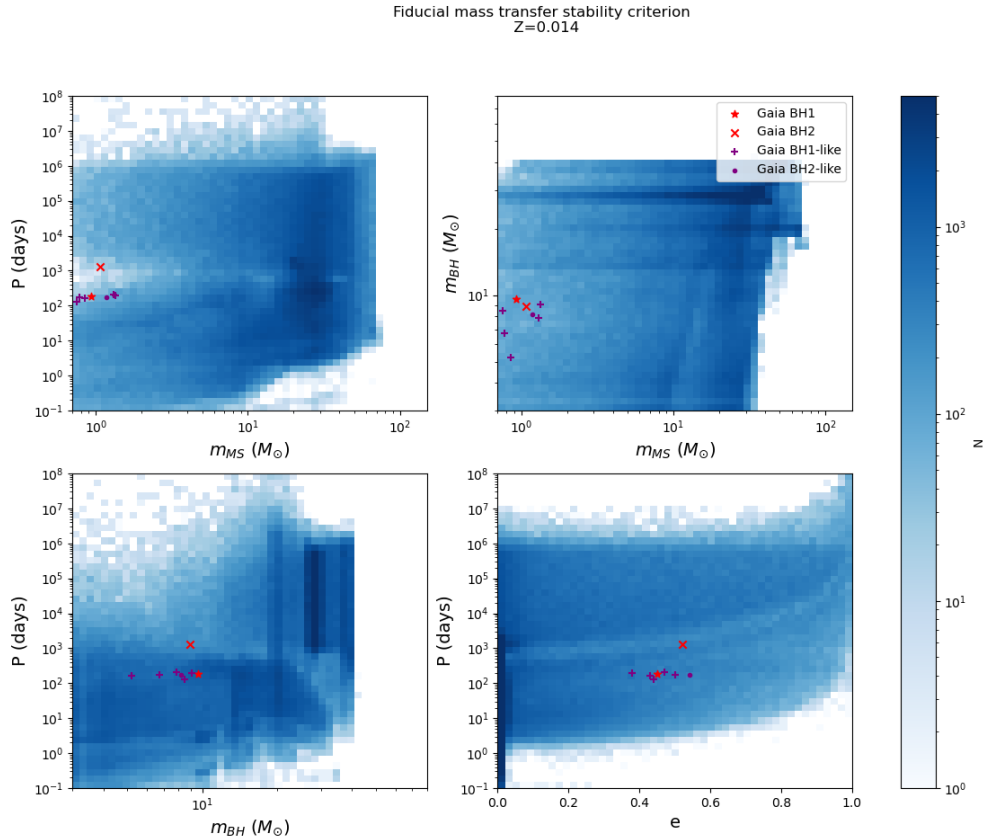


Figura 2.7: Proprietà orbitali di binarie buco nero-stella evolute in isolamento secondo modello *fiducial* con metallicità $Z = 0.014$. *In alto a sinistra*: massa della stella $m_{MS}(M_{\odot})$ contro il periodo orbitale della binaria P (giorni). *In alto a destra*: massa della stella $m_{MS}(M_{\odot})$ contro la massa del buco nero $m_{BH}(M_{\odot})$. *In basso a sinistra*: massa del buco nero $m_{BH}(M_{\odot})$ contro il periodo orbitale della binaria P (giorni). *In basso a destra*: eccentricità orbitale e contro il periodo orbitale della binaria P (giorni). La mappa dei colori indica il numero (N) di sistemi per ogni bin. La stella rossa e la "x" rossa si riferiscono rispettivamente a Gaia BH1 e Gaia BH2. Le croci viola e i puntini viola rappresentano rispettivamente i sistemi simili a Gaia BH1 e a Gaia BH2 nello spazio dei parametri.

entro il $\sim 35\%$, mentre è stato identificato solo un sistema simile a Gaia BH2 entro un intervallo del 50%.

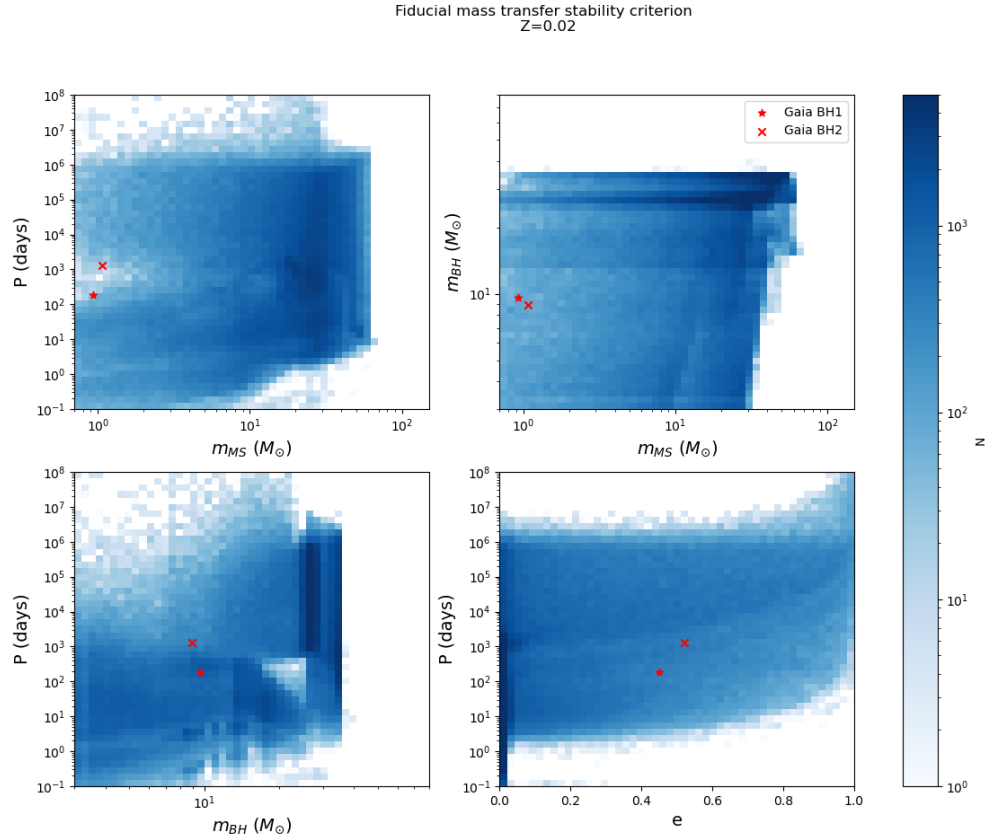


Figura 2.8: Proprietà orbitali di binarie buco nero-stella evolute in isolamento secondo modello *fiducial* con metallicità $Z = 0.02$. *In alto a sinistra*: massa della stella $m_{MS}(M_{\odot})$ contro il periodo orbitale della binaria P (giorni). *In alto a destra*: massa della stella $m_{MS}(M_{\odot})$ contro la massa del buco nero $m_{BH}(M_{\odot})$. *In basso a sinistra*: massa del buco nero $m_{BH}(M_{\odot})$ contro il periodo orbitale della binaria P (giorni). *In basso a destra*: eccentricità orbitale e contro il periodo orbitale della binaria P (giorni). La mappa dei colori indica il numero (N) di sistemi per ogni bin. La stella rossa e la croce rossa si riferiscono rispettivamente a Gaia BH1 e Gaia BH2.

A metallicità solari, $Z = 0.02$, abbiamo notato come sia più difficoltoso formare sistemi analoghi ai Gaia BH1 e BH2, vedendo notevolmente ridotti i sistemi entro lo stesso range (rispettivamente un sistema e nessun sistema).

La storia evolutiva del sistema più simile a Gaia BH1, con uno scarto sui parametri entro il 35%, inizia con una stella di $30 M_{\odot}$ e una di $0.77 M_{\odot}$ una eccentricità dell'orbita pari a $e = 0.13$ e un periodo $P = 1505$ giorni. La stella massiccia è soggetta a venti e dopo 5.65 Myr ha perso circa $\sim 1 M_{\odot}$. A 6.23 Myr la stella massiccia ha già innescato la fusione dell'elio nel nucleo e si ha un episodio di Roche lobe overflow, durante il quale l'orbita si circularizza e il periodo si riduce a 16 giorni. Successivamente il trasferimento di massa diventa instabile e la binaria inizia una fase di CEE, dopodiché l'involuppo condiviso viene rimosso e della gigante massiva rimane il nucleo di elio di $10.49 M_{\odot}$, mentre il periodo rimane pressoché immutato. A 6.24 Myr la stella massiva conclude la sua vita esplodendo come supernova, lasciando dietro di sé un buco nero di massa $7.72 M_{\odot}$ al quale viene impartito un impulso alla nascita pari a 379 km s^{-1} . Dopo questo evento il sistema possiede una eccentricità dell'orbita pari a $e=0.5$ e un periodo $P=171$ giorni. Il sistema rimarrà in tali condizioni per un periodo temporale superiore al tempo di Hubble.

2.3 Evoluzione dinamica

In opposizione alle binarie primordiali che evolvono in maniera isolata, le binarie dinamiche sono sistemi che non si sono formati dal mutuo collasso gravitazionale di una nube di gas, ma sono assemblate attraverso interazioni gravitazionali in ambienti dinamicamente attivi. Infatti le dinamiche collisionali sono importanti per l'evoluzione delle binarie solo se l'ambiente è sufficientemente denso ($\gtrsim 10^3$ stelle pc^{-3}), come in ammassi globulari o ammassi stellari aperti (Mapelli 2021b).

L'efficienza nella formazione di sistemi buco nero-stella distaccati, come Gaia BH1 e Gaia BH2, nei giovani ammassi stellari aperti sembra essere maggiore rispetto all'evoluzione isolata.

Nel lavoro di Di Carlo et al. 2023 attraverso simulazioni N -body tramite il codice `NBODY6++GPU` (Wang et al. 2015) insieme al codice di popolazione stellare di sintesi `MOBSE` (Giacobbo, Mapelli e Spera 2018), sono stati simulati 3×10^3 giovani ammassi stellari aperti con masse $10^3 < M_{\text{SC}}/M_{\odot} < 3 \times 10^4$, per metallicità $Z = 0.02, 0.002, 0.0002$ per 100 Myr. Da ciò viene riscontrato che, secondo le simulazioni, la Galassia ospiterebbe un totale di $\sim 2 \times 10^5$ sistemi buco nero-stella, con $\sim 81\%$ dei sistemi formatosi dinamicamente negli ammassi e il restante per evoluzione isolata. Nelle simulazioni di Di Carlo et al. 2023 si assume che solo il 10% della formazione stellare avviene in ammassi stellari aperti i quali risultano quindi ~ 40 volte più efficienti nel produrre tali sistemi *detached*, per unità di massa, rispetto al canale isolato.

Nel lavoro di Tanikawa et al. 2024 viene riscontrata un'efficienza nella formazione di sistemi simili a Gaia BH1 e Gaia BH2 ancora maggiore, di ben 3 ordini di magnitudine superiore. Tale risultato è stato raggiunto simulando l'evoluzione dinamica di ammassi aperti tramite il codice N -body `PETAR` (Wang 2020) accoppiato con `BSE` (Banerjee 2018).

Gaia BH1

Per quanto riguarda Gaia BH1, la formazione in un ammasso globulare è improbabile a causa della sua orbita tipica del disco sottile e per l'alta metallicità.

Più probabile è la formazione dinamica in un ammasso stellare aperto, molte stelle binarie massive infatti si formano inizialmente con orbite a lungo periodo e vengono successivamente strette a seguito di incontri dinamici. Per Gaia BH1, ad esempio, la binaria si potrebbe essere formata con periodi lunghi permettendo al

progenitore del buco nero di evolvere in una supergigante rossa e poi collassare in un buco nero. Successivamente interazioni dinamiche dopo la formazione del buco nero avrebbero stretto l'orbita ai valori osservati (El-Badry, Rix, Quataert et al. 2023).

In alternativa il sistema potrebbe essersi formato da un sistema binario assemblato dinamicamente, successivamente stretto da incontri dinamici e infine è stato espulso o evaporato dopo la dissoluzione dell'ammasso.

Nel lavoro di Rastello et al. 2023, è stata esplorata questa casistica attraverso simulazioni N -body dirette utilizzando il codice NBODY6++GPU. Le simulazioni includono due campioni di ammassi stellari aperti, con metallicità solare, selezionati in base alla massa iniziale: ammassi di piccola massa (LM, ovvero "low mass"), $300 < m_{SC}/M_{\odot} < 1000$ e ammassi di grande massa (HM ovvero "high mass") $10^3 < m_{SC}/M_{\odot} < 3 \times 10^4$. Le simulazioni sono state integrate per un periodo di 100 Myr, considerando l'evoluzione dinamica degli ammassi all'interno del campo mareale galattico.

Dallo studio delle binarie composte da buco nero-stella formatesi dinamicamente negli ammassi giovani si è trovata la binaria con parametri orbitali più simili a Gaia BH1 (Fig. 4 in Rastello et al. 2023). Questa binaria simulata (fig. 2.9) che meglio riflette le caratteristiche di Gaia BH1, si forma in un ammasso LM con una massa $m_{SC} \approx 320M_{\odot}$. I progenitori erano una binaria originale composta da due stelle massive, (S1 con $m_1 \approx 43M_{\odot}$, S2 con $m_2 \approx 37M_{\odot}$) e da stella singola di piccola massa in sequenza principale (S4). Dopo ≈ 4.3 Myr, la binaria originale S1-S2 viene perturbata da una stella di piccola massa (S3) che innesca la collisione della binaria, il risultato della fusione è una stella di sequenza principale che evolve in una stella nel cui nucleo brucia elio, di circa $71 M_{\odot}$, legata a S3. A 4.3 Myr il sistema composto da S1-S3 è perturbato da S4 con massa $m_4 \approx 1.3 M_{\odot}$. La perturbazione dinamica causa la fusione di S1-S3. L'oggetto prodotto dalla collisione rimane legato al perturbatore S4 in un'orbita altamente eccentrica con $e \approx 0.97$. A 5 Myr, la separazione della binaria al periastro ($\approx 2000 R_{\odot}$) è minore della somma dei raggi stellari ($\approx 3000 R_{\odot}$), per cui il sistema entra in una fase di involuppo condiviso (CE) che rimuove l'involuppo di S1 producendo una stella di puro elio. Dopo l'episodio di CE, l'orbita della binaria è circolare ($e \approx 0$) con un periodo ormai breve ($P \approx 20 d$). Successivamente S1 subisce perdita di massa a causa dei venti stellari, riducendo la propria massa a $m_1 \approx 13.7M_{\odot}$. A $t \approx 5.2$ Myr, S1 diventa una supernova di tipo II, lasciando un buco nero di $\approx 10M_{\odot}$ e ricevendo un impulso alla nascita di bassa intensità, che non disgrega la binaria.

Dopo ≈ 9 Myr il sistema lascia l'ammasso con $e = 0.2$ e $P \sim 130$ d.

L'evoluzione mostrata in fig.2.9 è un canale di formazione molto comune di binarie buco nero-stella con parametri fisici nel range di Gaia BH1 negli ammassi simulati. Si nota che l'evoluzione che porta alla configurazione trovata è una combinazione di diversi fattori in cui competono incontri dinamici, evoluzione stellare e fisica delle CCSN. In tali ammassi gli incontri dinamici avvengono soprattutto tra stelle e progenitori stellari degli oggetti compatti, a causa del ridotto tempo scala di rilassamento a due corpi degli ammassi stellari aperti (poche decine di Myr) (Rastello et al. 2023).

Per cui grazie alle interazioni dinamiche si possono formare binarie con parametri fisici orbitali molto più vari rispetto al canale isolato. Stelle di diversa massa possono essere accoppiate dinamicamente, per cui si ottiene un intervallo di rapporti di massa molto più ampio e risulta possibile assemblare sistemi con parametri fisici più simili a quanto osservato per Gaia BH1.

Gaia BH2

Allo stesso modo di Gaia BH1, anche Gaia BH2 potrebbe non essersi formato da una binaria primordiale, ma bensì dinamicamente attraverso interazioni in un ammasso denso. La sua orbita da disco sottile rende improbabile la sua formazione nel contesto di un ammasso globulare, ma potrebbe essersi formato in un sistema aperto oramai dissolto. Tuttavia questo scenario non lascia nessuna prova ed è difficoltoso da testare per qualsiasi binaria. Un dettaglio importante risiede nelle abbondanze degli elementi α che, se è il risultato di un inquinamento dal progenitore del buco nero, renderebbe la formazione dinamica meno probabile. Una ipotesi per spiegare tali abbondanze è che del materiale sia sfuggito dal progenitore con una bassa velocità, rimanendo legato alla binaria, e una frazione significativa di questo possa essere stato accresciuto dalla stella compagna ed è possibile che abbia fornito $\approx 0.005M_{\odot}$ di elementi α necessari per spiegare le abbondanze osservate. Questo scenario dipende dall'energia dell'esplosione e dalla struttura del progenitore prima della sua morte.

E' anche possibile che Gaia BH2, come Gaia BH1, si sia formata da un sistema triplo, con la gigante rossa come terziaria esterna e due stelle massive come binaria interna e l'interazione tra queste ultime potrebbe aver prevenuto che diventassero delle supergiganti rosse (El-Badry, Rix, Cendes et al. 2023).

Nel lavoro sopracitato di Di Carlo et al. 2023, è stato individuato un sistema con i parametri entro il 13% dei parametri di Gaia BH2. Il sistema ha un periodo

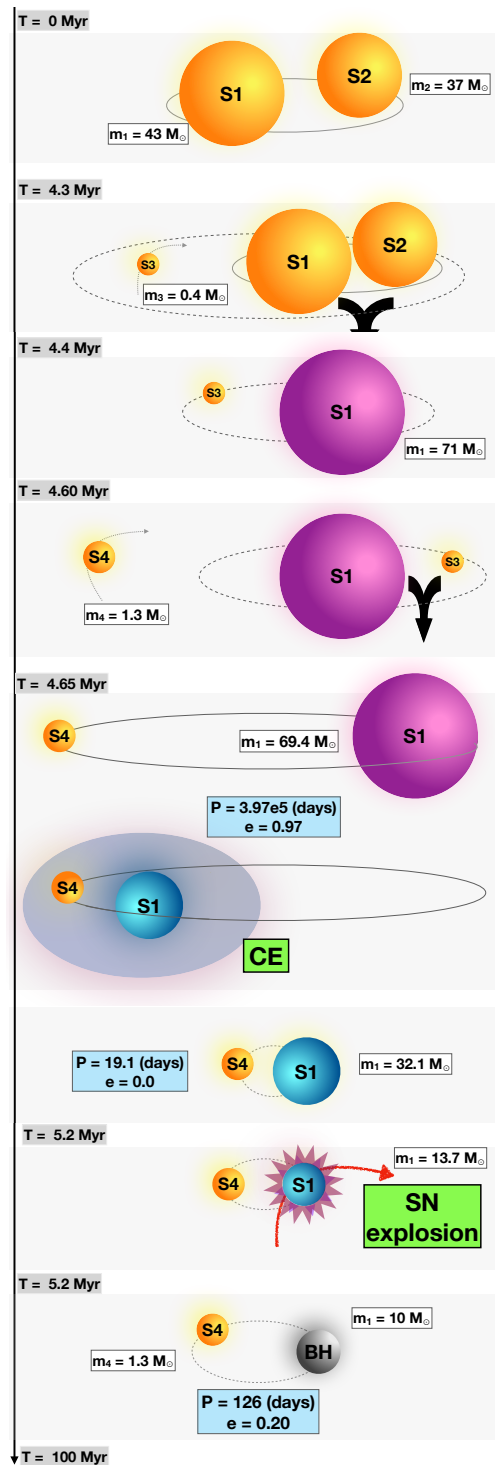


Figura 2.9: Storia della formazione del sistema simulato che meglio riflette le proprietà di Gaia BH1. (Rastello et al. 2023)

orbitale di $P \sim 1197$ giorni, massa del buco nero $M_{\text{BH}} \simeq 8.1M_{\odot}$, la massa della stella invece $M_{\text{S}} \simeq 1.2M_{\odot}$, ed è stato assemblato dinamicamente in uno ammasso stellare con metallicità $Z = 0.02$ e massa iniziale $M \sim 1.4 \times 10^5 M_{\odot}$. Uno schema della storia evolutiva del sistema è riportato in fig.2.10

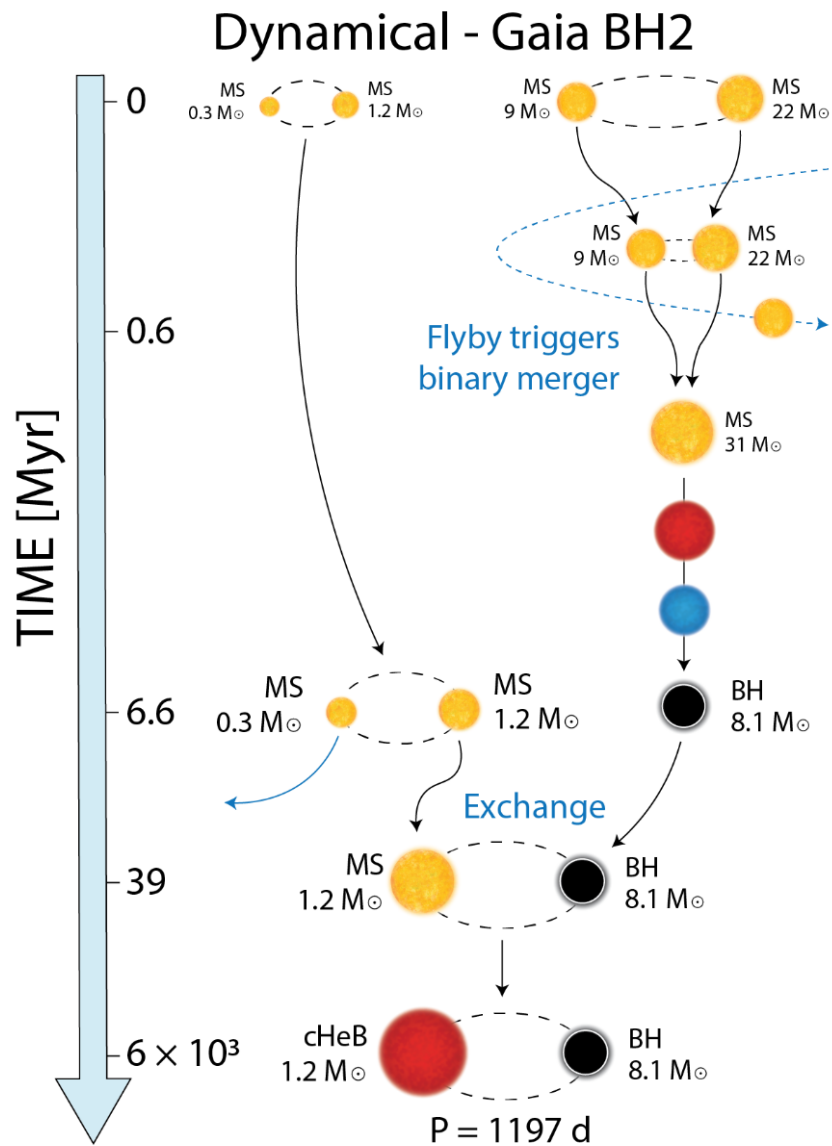


Figura 2.10: Storia della formazione del sistema simulato che meglio riflette le proprietà di Gaia BH2. (Di Carlo et al. 2023)

Discussione e risultati

E' stata revisionata la letteratura riguardante i canali di formazione di sistemi binari del tipo buco nero-stella e sono state analizzate simulazioni svolte tramite SEVN con tracce stellari aggiornate ottenute tramite MIST per la prima volta per esplorare ulteriormente il canale di formazione isolato per sistemi binari del tipo buco nero-stella, concentrandosi sulla visualizzazione nello spazio dei parametri della distribuzione di quantità quali la massa della stella, la massa del buco nero, il periodo e l'eccentricità dell'orbita del sistema, che sono direttamente confrontabili con le osservazioni.

3.1 Canale isolato

Per quanto riguarda il canale isolato è emerso che sistemi simili a Gaia BH1 e BH2 sono molto improbabili da formarsi. Già nei primi lavori infatti [(El-Badry, Rix, Quataert et al. 2023), (El-Badry, Rix, Cendes et al. 2023)] l'evoluzione tramite inviluppo condiviso è stata scartata per entrambi i sistemi a causa della separazione orbitale dei sistemi e della ridotta velocità spaziale del baricentro che esclude un possibile natal kick (necessario a spiegare appunto l'eccentricità e la eccessiva separazione orbitale di entrambi i sistemi).

Sempre nei due lavori di El-Badry, Rix, Quataert et al. 2023 e El-Badry, Rix, Cendes et al. 2023 era stata suggerita la possibilità che i sistemi si fossero formati da una stella troppo massiva per diventare una supergigante rossa ($M \gtrsim 50M_{\odot}$), e ciò avrebbe evitato trasferimenti di massa di sorta, permettendo ai sistemi di evolversi verso tali parametri orbitali.

Tuttavia dalle simulazioni svolte in (Rastello et al. 2023) per l'evoluzione isolata, svolte con MOBSE, non sono emersi sistemi che hanno seguito questo particolare canale.

Mentre dall'analisi originale focalizzata su sistemi buco nero-stella delle simulazioni svolte tramite SEVN+MIST sono stati individuati 5 sistemi simili a Gaia BH1, che tuttavia si discostavano dai valori dei parametri fisici orbitali del $\sim 35\%$.

Nel lavoro di (Rastello et al. 2023) viene indicato come possibile limite l'assunzione del rapporto minimo tra massa secondaria e primaria pari a $q_{\min} = 0.1$, tuttavia in questo lavoro è stato esplorato lo spazio dei parametri assumendo $q_{\min} = 0.005$ nel modello *fiducial* e ciò nonostante risulta che la formazione di sistemi con caratteristiche simili a Gaia BH1 e Gaia BH2 in tali condizioni è improbabile.

3.2 Canale dinamico

Il canale di formazione dinamica è stato riscontrato estremamente più efficiente rispetto al canale isolato, con efficienze di formazione negli ammassi stellari giovani aperti da ~ 40 a 10^3 volte maggiori.

Per quanto riguarda il caso specifico di Gaia BH1 e Gaia BH2, l'ipotesi di formazione dinamica sembra attualmente la più accreditata, forte di risultati congruenti di più studi indipendenti (Rastello et al. 2023; Tanikawa et al. 2024; Di Carlo et al. 2023) e dai sistemi simili individuati tramite queste simulazioni.

Potrebbe essere interessante per studi futuri esplorare ulteriormente il criterio per cui sistemi con eccentricità $\gtrsim 0.5$ oppure con massa del buco nero superiori a $10 M_{\odot}$ siano una evidenza della loro formazione dinamica, magari analizzando simulazioni che utilizzano le tracce stellari più aggiornate di MIST. In ogni caso il prossimo rilascio di dati di Gaia, Gaia DR4 (previsto per il 2025), sarà determinante per lo studio e la comprensione ulteriore di questa tipologia di sistemi.

Bibliografia

- El-Badry, Kareem, Hans-Walter Rix, Yvette Cendes et al. (mag. 2023). “A red giant orbiting a black hole”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 521. ADS Bibcode: 2023MNRAS.521.4323E, pp. 4323–4348. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stad799. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2023MNRAS.521.4323E> (visitato il 13/02/2024).
- El-Badry, Kareem, Hans-Walter Rix, Eliot Quataert et al. (gen. 2023). “A Sun-like star orbiting a black hole”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 518.1, pp. 1057–1085. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stac3140. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stac3140> (visitato il 13/02/2024).
- Banerjee, Sambaran (gen. 2018). “Stellar-mass black holes in young massive and open stellar clusters and their role in gravitational-wave generation – II”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 473.1, pp. 909–926. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stx2347. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stx2347> (visitato il 11/03/2024).
- Belczynski, Krzysztof et al. (apr. 2010). “ON THE MAXIMUM MASS OF STELLAR BLACK HOLES”. en. In: *The Astrophysical Journal* 714.2. Publisher: The American Astronomical Society, p. 1217. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.1088/0004-637X/714/2/1217. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/714/2/1217> (visitato il 09/03/2024).
- Casagrande, Luca e Don A. Vandenberg (set. 2018). “On the use of Gaia magnitudes and new tables of bolometric corrections”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 479.1. arXiv:1806.01953 [astro-ph], pp. L102–L107. ISSN: 1745-3925, 1745-3933. DOI: 10.1093/mnrasl/sly104. URL: <http://arxiv.org/abs/1806.01953> (visitato il 10/03/2024).

- Chawla, Chirag et al. (mag. 2022). “Gaia May Detect Hundreds of Well-characterized Stellar Black Holes”. en. In: *The Astrophysical Journal* 931.2. Publisher: The American Astronomical Society, p. 107. ISSN: 0004-637X. DOI: 10.3847/1538-4357/ac60a5. URL: <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/ac60a5> (visitato il 22/02/2024).
- Di Carlo, Ugo Niccolò et al. (giu. 2023). *Young Star Clusters Dominate the Production of Detached Black Hole-Star Binaries*. Publication Title: arXiv e-prints ADS Bibcode: 2023arXiv230613121D. DOI: 10.48550/arXiv.2306.13121. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2023arXiv230613121D> (visitato il 05/03/2024).
- Ertl, T. et al. (feb. 2016). “A TWO-PARAMETER CRITERION FOR CLASSIFYING THE EXPLODABILITY OF MASSIVE STARS BY THE NEUTRINO-DRIVEN MECHANISM”. In: *The Astrophysical Journal* 818.2, p. 124. ISSN: 1538-4357. DOI: 10.3847/0004-637x/818/2/124. URL: <http://dx.doi.org/10.3847/0004-637x/818/2/124>.
- Fryer, C. L. et al. (apr. 2012). “Compact Remnant Mass Function: Dependence on the Explosion Mechanism and Metallicity”. In: *The Astrophysical Journal* 749.1. arXiv:1110.1726 [astro-ph], p. 91. ISSN: 0004-637X, 1538-4357. DOI: 10.1088/0004-637X/749/1/91. URL: <http://arxiv.org/abs/1110.1726> (visitato il 22/02/2024).
- Gaia Collaboration Prusti, T. et al. (nov. 2016). “TheGaiamission”. In: *Astronomy & Astrophysics* 595, A1. ISSN: 1432-0746. DOI: 10.1051/0004-6361/201629272. URL: <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201629272>.
- Gaia Collaboration et al. (giu. 2023). “Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties”. In: *aap* 674, A1, A1. DOI: 10.1051/0004-6361/202243940. arXiv: 2208.00211 [astro-ph.GA].
- Giacobbo, Nicola, Michela Mapelli e Mario Spera (mar. 2018). “Merging black hole binaries: the effects of progenitor’s metallicity, mass-loss rate and Eddington factor”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 474.3, pp. 2959–2974. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stx2933. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stx2933> (visitato il 11/03/2024).
- Hurley (2000). *Comprehensive analytic formulae for stellar evolution as a function of mass and metallicity* | *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* | *Oxford Academic*. URL: <https://academic.oup.com/mnras/article/315/3/543/972062> (visitato il 07/03/2024).

- Hurley, Jarrod R., Christopher A. Tout e Onno R. Pols (feb. 2002). "Evolution of binary stars and the effect of tides on binary populations". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 329.4. arXiv:astro-ph/0201220, pp. 897–928. ISSN: 0035-8711, 1365-2966. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2002.05038.x. URL: <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0201220> (visitato il 18/02/2024).
- Iorio, Giuliano et al. (lug. 2023). "Compact object mergers: exploring uncertainties from stellar and binary evolution with SEVN". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 524.1. arXiv:2211.11774 [astro-ph], pp. 426–470. ISSN: 0035-8711, 1365-2966. DOI: 10.1093/mnras/stad1630. URL: <http://arxiv.org/abs/2211.11774> (visitato il 07/03/2024).
- Ivanova, N. et al. (feb. 2013). "Common envelope evolution: where we stand and how we can move forward". In: *Astronomy and Astrophysics Review* 21. ADS Bibcode: 2013A&ARv..21...59I, p. 59. ISSN: 0935-4956. DOI: 10.1007/s00159-013-0059-2. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2013A&ARv..21...59I> (visitato il 18/02/2024).
- Ivanova, Natalia (ago. 2011). *Common envelope: the progress and the pitfalls*. arXiv:1108.1226 [astro-ph]. DOI: 10.48550/arXiv.1108.1226. URL: <http://arxiv.org/abs/1108.1226> (visitato il 10/03/2024).
- Kroupa, Pavel (apr. 2001). "On the variation of the initial mass function". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 322.2, pp. 231–246. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x. URL: <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x> (visitato il 07/03/2024).
- Lam, Casey Y. et al. (lug. 2022). "An isolated mass gap black hole or neutron star detected with astrometric microlensing". In: *The Astrophysical Journal Letters* 933.1. arXiv:2202.01903 [astro-ph], p. L23. ISSN: 2041-8205, 2041-8213. DOI: 10.3847/2041-8213/ac7442. URL: <http://arxiv.org/abs/2202.01903> (visitato il 26/02/2024).
- LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration et al. (feb. 2016). "Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger". In: *Physical Review Letters* 116.6. Publisher: American Physical Society, p. 061102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102> (visitato il 12/03/2024).
- Mapelli, Michela (set. 2018). *Astrophysics of stellar black holes*. arXiv:1809.09130 [astro-ph]. DOI: 10.48550/arXiv.1809.09130. URL: <http://arxiv.org/abs/1809.09130> (visitato il 20/02/2024).

- Mapelli, Michela (2021a). “Formation channels of single and binary stellar-mass black holes”. In: arXiv:2106.00699 [astro-ph, physics:gr-qc], pp. 1–65. DOI: 10.1007/978-981-15-4702-7_16-1. URL: <http://arxiv.org/abs/2106.00699> (visitato il 13/02/2024).
- (2021b). “Formation channels of single and binary stellar-mass black holes”. In: arXiv:2106.00699 [astro-ph, physics:gr-qc], pp. 1–65. DOI: 10.1007/978-981-15-4702-7_16-1. URL: <http://arxiv.org/abs/2106.00699> (visitato il 13/02/2024).
- Marigo (n.d.). *Dispense del corso di Astrofisica 2*.
- O’Connor, Evan e Christian D. Ott (mar. 2011). “BLACK HOLE FORMATION IN FAILING CORE-COLLAPSE SUPERNOVAE”. In: *The Astrophysical Journal* 730.2, p. 70. ISSN: 1538-4357. DOI: 10.1088/0004-637x/730/2/70. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637x/730/2/70>.
- Penoyre, Zephyr, Vasily Belokurov e N. Wyn Evans (giu. 2022). “Astrometric identification of nearby binary stars - I. Predicted astrometric signals”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 513. ADS Bibcode: 2022MNRAS.513.2437P, pp. 2437–2456. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stac959. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2022MNRAS.513.2437P> (visitato il 10/03/2024).
- Rastello, Sara et al. (nov. 2023). “Dynamical formation of Gaia BH1 in a young star cluster”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 526. ADS Bibcode: 2023MNRAS.526..740R, pp. 740–749. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stad2757. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2023MNRAS.526..740R> (visitato il 13/02/2024).
- Remillard, Ronald A. e Jeffrey E. McClintock (set. 2006). “X-Ray Properties of Black-Hole Binaries”. In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 44. ADS Bibcode: 2006ARA&A..44..49R, pp. 49–92. ISSN: 0066-4146. DOI: 10.1146/annurev.astro.44.051905.092532. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2006ARA&A..44..49R> (visitato il 22/02/2024).
- Sana, H. et al. (2012). “Binary Interaction Dominates the Evolution of Massive Stars”. In: *Science* 337.6093, pp. 444–446. DOI: 10.1126/science.1223344. eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.1223344>. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1223344>.
- Schatz, H. e K.E. Rehm (ott. 2006). “X-ray binaries”. In: *Nuclear Physics A* 777, pp. 601–622. ISSN: 0375-9474. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2005.05.200. URL: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2005.05.200>.

- Tanikawa, Ataru et al. (gen. 2024). "Compact binary formation in open star clusters - I. High formation efficiency of Gaia BHs and their multiplicities". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 527. ADS Bibcode: 2024MNRAS.527.4031T, pp. 4031–4039. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stad3294. URL: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2024MNRAS.527.4031T> (visitato il 05/03/2024).
- Verbunt, Frank, Andrei Igoshev e Eric Cator (dic. 2017). "The observed velocity distribution of young pulsars". en. In: *Astronomy & Astrophysics* 608. Publisher: EDP Sciences, A57. ISSN: 0004-6361, 1432-0746. DOI: 10.1051/0004-6361/201731518. URL: <https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2017/12/aa31518-17/aa31518-17.html> (visitato il 09/03/2024).
- Wang, Long (nov. 2020). "The survival of star clusters with black hole subsystems". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. arXiv:1911.05077 [astro-ph], stz3179. ISSN: 0035-8711, 1365-2966. DOI: 10.1093/mnras/stz3179. URL: <http://arxiv.org/abs/1911.05077> (visitato il 11/03/2024).
- Wang, Long et al. (lug. 2015). "nbody6++gpu: ready for the gravitational million-body problem". In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 450.4, pp. 4070–4080. ISSN: 0035-8711. DOI: 10.1093/mnras/stv817. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/stv817> (visitato il 11/03/2024).
- Wyrzykowski, Ł et al. (gen. 2020). "Full orbital solution for the binary system in the northern Galactic disc microlensing event Gaia16aye". en. In: *Astronomy & Astrophysics* 633. Publisher: EDP Sciences, A98. ISSN: 0004-6361, 1432-0746. DOI: 10.1051/0004-6361/201935097. URL: <https://www.aanda.org/articles/aa/abs/2020/01/aa35097-19/aa35097-19.html> (visitato il 09/03/2024).