

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Tesi di Laurea

La stabilità del trasferimento di massa e la formazione dei buchi neri binari

Relatore

Prof.ssa Michela Mapelli

Laureando

Diego Bonato

Anno Accademico 2021/2022

Indice

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | La fisica del trasferimento di massa | 2 |
| 1.1 | Il trasferimento di massa tramite <i>Roche lobe overflow</i> | 3 |
| 1.2 | La fase di inviluppo comune | 6 |
| 1.2.1 | Il formalismo $\alpha - \lambda$ | 7 |
| 1.2.2 | COSMIC e la fase di inviluppo comune | 11 |
| 1.2.3 | L'evoluzione tramite inviluppo comune in MESA | 13 |
| 2 | Confronto dei risultati ottenuti e conseguenze per la formazione dei buchi neri binari | 15 |
| 2.1 | I risultati delle simulazioni MESA | 15 |
| 2.2 | Comparazione COSMIC e MESA | 20 |
| 2.2.1 | Canali evolutivi previsti da COSMIC e MESA | 20 |
| 2.2.2 | Calcolo dei previsti rapporti numerici e tassi di fusione dei buchi neri binari | 21 |
| 2.3 | Conclusioni | 26 |
| | Bibliografia | 27 |

Sommario

Questo lavoro esplora la fisica del trasferimento di massa in un sistema stellare binario. Ci soffermeremo sul concetto di *Roche lobe overflow* (RLO) e della sua stabilità. Quando il trasferimento di massa per RLO diventa instabile su un tempo scala dinamico, il sistema entra nella fase di involuppo comune, che può portare alla fusione dei due membri del sistema binario. La stabilità del trasferimento di massa ha un impatto fondamentale sulla formazione di binarie di buchi neri, come sottolineato da alcuni articoli recenti.

Introduzione

Le numerose rivelazioni di onde gravitazionali (GW), registrate grazie agli interferometri LIGO e Virgo a partire dal 2015, hanno fornito negli ultimi anni grande incentivo alla ricerca di interpretazioni in grado di descrivere i processi che portano alla loro emissione. Questi dati rappresentano, infatti, un inesplorato canale di informazione verso l'universo, costituendo un *benchmark* del tutto nuovo per la modellistica che voglia esplorare la fisica delle GW e degli oggetti compatti. Tra i circa 90 eventi registrati nel corso delle tre campagne osservative (O1, O2, O3) condotte dalla *LIGO-Virgo Collaboration* (LVC), più di 80 sono associabili a fusioni (*merger*) di buchi neri binari (BBH) [1], nell'attesa che molti altri si aggiungano all'elenco. Ad oggi, la questione fondamentale è capire sotto quali condizioni questi merger avvengono e come, a partire da sistemi stellari binari, si formano i sistemi di BBH, principali candidati come sorgenti di GW.

Capitolo 1

La fisica del trasferimento di massa

Il trasferimento di massa (MT) è un fenomeno chiave per la formazione isolata di BBH ed è alla base dei processi che, in ultima battuta, possono portare alla loro fusione. Ciò può riguardare sistemi binari di vario tipo, siano essi formati da due stelle in sequenza principale (MS), stelle in fasi evolutive differenti o da una stella e un oggetto compatto, tipicamente una stella di neutroni (NS) o un buco nero (BH).

Esistono principalmente due modalità con cui può avvenire il MT: grazie ai venti stellari o tramite *Roche lobe overflow* (RLO). Tra le due, la più rilevante ed efficiente è il RLO, di cui discuteremo nella sezione 1.1.

Come vedremo in questo capitolo, una questione aperta riguardo il MT tramite RLO riguarda i fattori che ne condizionano la stabilità e quali sono i tempi scala che lo regolano. In particolare, esamineremo le forti inconsistenze che sussistono fra alcuni dei codici numerici di evoluzione stellare più utilizzati attualmente (COSMIC e MESA). Questi, infatti, portano risultati diametralmente opposti sia relativamente ai ruoli del MT stabile e della cosiddetta fase di involucro comune (*common envelope*, CE) nella formazione dei BBH, sia nella frequenza con cui questi sistemi si fondono con successo (*merger rate*), entro il tempo di vita dell'Universo (tempo di Hubble, τ_H).

Di seguito, entriamo nei dettagli dei lavori svolti da Gallegos et al. (2021) [2] e Marchant et al. (2021) [3], illustrando le diverse metodologie impiegate per modellare la fisica del MT e discutendo i risultati così ottenuti.

1.1 Il trasferimento di massa tramite *Roche lobe overflow*

In questa sezione, discutiamo alcune idee di base riguardo il MT tramite RLO (si veda Mapelli (2021), [4]).

Il *Roche lobe* di una stella in un sistema binario è quella superficie equipotenziale passante per il punto lagrangiano L_1 , entro la quale la gravità della stella eccede quella della sua compagna. Ad esso è possibile associare un raggio critico R_{RL} (raggio del Roche lobe), definito come il raggio associato a un volume sferico pari a quello contenuto entro il Roche lobe. L'espressione utilizzata per approssimare R_{RL} è quella di Eggleton (1983) [5], particolarmente diffusa in letteratura:

$$R_{RL,1} = a \left(\frac{0.49 \cdot q^{2/3}}{0.6 \cdot q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})} \right) \quad (1.1)$$

dove $R_{RL,1}$ è il raggio del Roche lobe relativo ad una stella di massa m_1 , a è il semiasse maggiore della binaria e $q = m_1/m_2$, con m_1 e m_2 masse delle componenti della binaria. La stessa formula può essere usata per il raggio del Roche lobe della seconda stella di massa m_2 , semplicemente invertendo i pedici.

Quando una stella si espande, può accadere che il suo raggio superi quello del Roche lobe ($R_i > R_{RL,i}$ con R_i raggio della stella e $i = 1, 2$). Quando ciò avviene, parte della sua massa viene trasferita alla stella compagna. Questo processo è noto come *Roche lobe overflow* (RLO). Tale massa fluisce lungo i Roche lobe delle due stelle, collegati fra loro nel punto lagrangiano L_1 . Se la stella si espande a sufficienza, il trasferimento può avvenire anche attraverso superfici equipotenziali passanti per i punti lagrangiani L_2 o L_3 , a seconda se la massa del donatore m_1 sia minore o maggiore della massa del ricevente m_2 .

Se il MT comporta un ulteriore aumento del tasso con cui esso avviene e $R_{RL,1}$ aumenta, allora si parla di RLO instabile. Altrimenti, se la risposta della stella è tale che il Roche lobe rimanga costante, si parla di MT stabile. Un approccio diffuso, usato per descrivere quest'ultimo punto, è quanto segue.

Supponiamo che il raggio R e la massa m di una stella siano legati da una relazione del tipo $R \propto m^\zeta$. Una variazione del raggio della stella donatrice durante RLO sarà dunque descritto da:

$$\frac{dR_1}{dt} = \frac{\partial R_1}{\partial t} + \zeta \frac{R_1}{m_1} \frac{dm_1}{dt} \quad (1.2)$$

dove $\frac{\partial R_1}{\partial t}$ è la variazione del raggio dovuta esclusivamente ai bruciamenti nucleari, ζ è un fattore legato alla risposta adiabatica o termica della stella donatrice alla perdita di massa, $\frac{dm_1}{dt}$ è legato alla perdita di massa della stella donatrice (è quindi sempre negativo).

Allo stesso modo, la variazione delle dimensioni del Roche lobe può essere espressa nel seguente modo:

$$\frac{dR_{RL,1}}{dt} = \frac{\partial R_{RL,1}}{\partial t} + \zeta_{RL} \frac{R_{RL,1}}{m_1} \frac{dm_1}{dt} \quad (1.3)$$

dove $\frac{dR_{RL,1}}{dt}$ dipende dalle interazioni mareali e dalla radiazione di GW, ζ_{RL} è legata alla risposta del Roche lobe alla perdita di massa.

Se $\zeta_{RL} > \zeta$, allora il Roche lobe si restringe più velocemente del raggio della stella, rendendo in questo modo instabile il MT; in caso contrario, quest'ultimo rimane stabile fintanto che R_1 non varia significativamente in seguito a bruciamenti nucleari.

Il MT può essere instabile sia in un tempo scala dinamico, nel caso in cui ζ rappresenti la risposta adiabatica del donatore e $\zeta_{RL} > \zeta$, che in un tempo scala termico, nel caso in cui ζ descriva la risposta termica del donatore e $\zeta_{RL} > \zeta$.

Nel caso in cui il RLO sia instabile in un tempo scala dinamico, l'evoluzione del sistema binario può seguire due strade. Se il donatore non ha un forte gradiente di densità tra nucleo e involucro (e.g., una stella in MS), allora avviene la fusione lasciando, alla fine, un singolo BH, senza che ciò avvenga con emissione di GW. Altrimenti, nel caso in cui questo gradiente sia presente, il sistema entra nella fase di CE.

Prima di passare alla descrizione della fase di CE, è importante menzionare il fatto che il MT influenza non solo la massa finale dell'oggetto compatto che può formarsi, ma anche, nel caso in cui esso non sia conservativo, i parametri orbitali del sistema binario. Esistono alcune incertezze per quanto riguarda l'ipotesi di MT conservativo, in ogni caso nel lavoro di Gallegos-Garcia et al. (2021) [2] viene fatta tale assunzione per quanto riguarda l'accrescimento nel caso in cui questo rispetti il limite di Eddington.

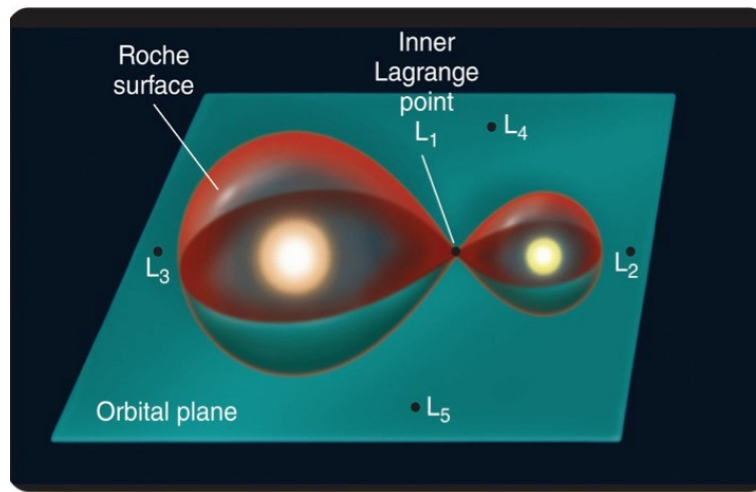


Figura 1.1: Rappresentazione grafica di un sistema binario interessato da un episodio di MT tramite RLO. Credits: Cengage Learning (2016).

1.2 La fase di inviluppo comune

Si dice che due stelle entrano in una fase di CE quando i loro inviluppi si fondono e inglobano l'intera binaria. Quando ciò avviene, l'inviluppo smette di co-ruotare con i nuclei. Si tenga a mente che ciò, così come i ragionamenti che seguono, non vale solamente per sistemi binari formati da due stelle, ma anche da una stella e un oggetto compatto, sia esso un BH o una NS¹.

All'instaurarsi della fase di CE, i due nuclei sono circondati da un inviluppo comune e, a causa dell'attrito, dissipano momento angolare ed energia gravitazionale. Da una parte, ciò porta i membri della binaria ad avvicinarsi sempre di più, in un moto orbitale via via più veloce detto *spiral-in*, che rende la binaria più compatta (*hardening*); dall'altra, l'energia gravitazionale persa è trasformata, con una certa efficienza, in energia interna dell'inviluppo, il quale aumenta così la sua temperatura e la pressione interna.

Questo è uno dei processi che contribuisce maggiormente a rendere il CE meno gravitazionalmente legato ai nuclei, aumentando in tal modo la probabilità che questo venga eiettato con successo alla fine di questa fase. Se ciò avviene, si avrà un sistema binario formato da soli nuclei (privi di inviluppo), con raggio orbitale minore rispetto a quello della fase pre-CE, in seguito all'*hardening* sopracitato. Nell'universo locale, sono già stati rivelati, in banda X, sistemi binari formati da una stella Wolf-Rayet e un oggetto compatto, aventi proprietà compatibili con quanto appena descritto [6]. Un sistema di questo tipo, che sia sopravvissuto alla fase di CE, ha una certa probabilità di evolvere in una binaria di buchi neri, il cui merger possa avvenire entro τ_H , emettendo GW. Chiamiamo questo tipo di sistemi *merging BBH*, indipendentemente dal particolare tipo di MT seguito. Nel caso in cui l'inviluppo non venga eiettato con successo, i due nuclei finiscono per fondersi durante la fase di CE, senza emissioni di GW. Ciò porta alla formazione di un BH isolato.

Sottolineiamo qui che i lavori di Gallegos-Garcia et al. (2021) [2] e Marchant et al. (2021) [3] presentano delle stime riguardanti:

1. quanto la fase di CE possa essere diffusa tra i sistemi binari rispetto a quella di MT stabile;
2. quanti dei sistemi che attraversano la fase di CE effettuano il merger durante tale fase;
3. quanti dei sistemi che sopravvivono alla fase di CE, eiettando con successo l'inviluppo, effettuano un merger una volta evoluti in BBH, e se esso possa avvenire entro τ_H (o in generale, quali sono i tempi scala in gioco).

¹In questo caso anziché parlare di nuclei, si parlerà di nucleo e oggetto compatto.

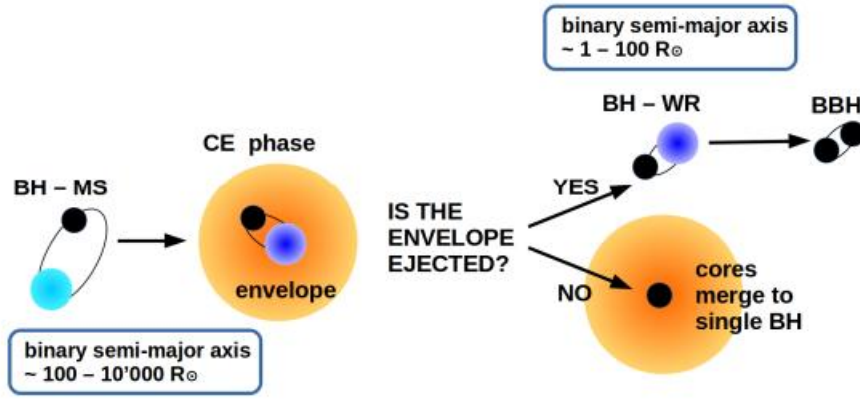


Figura 1.2: Rappresentazione schematica dell'evoluzione di un BBH attraverso CE [4]. Il compagno del BH è inizialmente in MS. Nell'immagine, il BH è indicato con un cerchio nero, mentre il compagno in MS è indicato con un cerchio azzurro. In seguito a un'espansione, la stella compagna esce dalla MS, superando così il suo Roche lobe. Il sistema entra allora in una fase di CE (il CE è rappresentato dal cerchio arancione, mentre il nucleo della stella è rappresentato dal cerchio blu scuro). In questa fase, l'attrito tra l'involuppo e il nucleo stellare porta i membri della binaria ad avvicinarsi sempre di più, in un moto orbitale via via più veloce detto *spiral-in*. Se l'involuppo viene eiettato con successo, rimane un sistema binario composto da un BH e un nucleo di He privo di involuppo. Tale sistema ha una separazione orbitale molto minore rispetto a quella pre-CE, in seguito all'hardening. A questo punto, il nucleo di He può evolvere in un BH, portando così alla formazione di un BBH. Al contrario, se l'involuppo non viene eiettato con successo, lo spiral-in procede fino a che non avviene il merger. Questo processo lascia un solo BH.

Sui dettagli di questa fase si dividono marcatamente le trattazioni nei modelli di MESA e COSMIC. Iniziamo riportando il cosiddetto *formalismo* $\alpha - \lambda$, molto diffuso in letteratura e utilizzato anche nelle simulazioni con COSMIC. Per quanto riguarda le simulazioni svolte con MESA, mostreremo il metodo sviluppato da Marchant et al. (2021) [3], poi applicato da Gallegos-Garcia et al. (2021) [2] nel loro lavoro di confronto fra i due codici.

Le grandi differenze nei due metodi utilizzati si tradurranno, in seguito, in risultati diametralmente opposti nelle simulazioni. Vedremo nei capitoli successivi, che ciò è attribuibile principalmente a una sottostima dell'energia di legame dell'involuppo apportata da COSMIC [3].

1.2.1 Il formalismo $\alpha - \lambda$

La descrizione fisica più diffusa della fase di CE è quella basata sul cosiddetto *formalismo* $\alpha - \lambda$. In tale trattazione, tutta l'energia necessaria per eiettare l'involuppo deriva dalla perdita di energia gravitazionale. L'efficienza di questo scambio energetico è regolata dal parametro α tramite la seguente equazione:

$$\Delta E = \alpha(E_{b,f} - E_{b,i}) = \alpha \frac{Gm_{c,1}m_{c,2}}{2} \left(\frac{1}{a_f} - \frac{1}{a_i} \right) \quad (1.4)$$

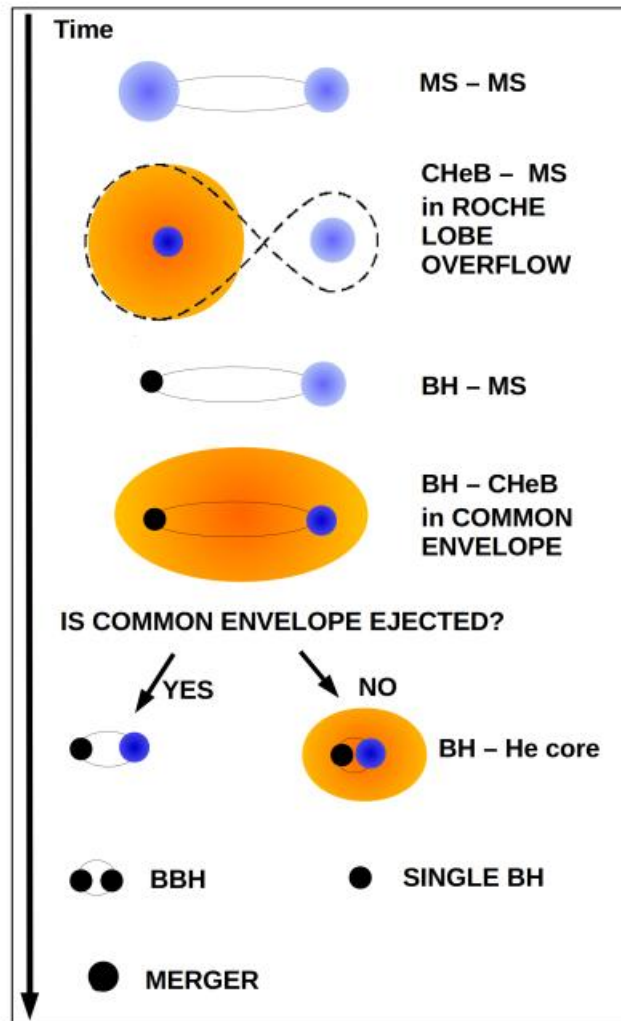


Figura 1.3: Evoluzione schematica di un sistema binario isolato che può produrre un merger di BBH. *CHeB - MS* indica che il sistema è composto da una stella che brucia elio nel nucleo e da una stella in MS [4].

dove $E_{b,i}$ (risp. $E_{b,f}$) è l'energia di legame orbitale tra i due nuclei prima (risp. dopo) della fase di CE; a_i (risp. a_f) è il semiasse maggiore prima (risp. dopo) della fase di CE; $m_{c,1}$ e $m_{c,2}$ sono le masse dei due nuclei (più avanti useremo anche M_{core}); α è un parametro adimensionale, che misura la frazione di energia orbitale trasferita all'energia interna dell'inviluppo. Come vedremo, esistono diverse scelte per quanto riguarda questo parametro, che vanno dall'impostare $\alpha < 1$ se, come sopra descritto, si considera solo l'energia gravitazionale, allo scegliere valori molto maggiori di 1, se si vuole tenere conto di altri contributi energetici che aumentino l'energia interna del CE, senza specificarne la natura.

L'energia dell'inviluppo si può scrivere come:

$$E_{inv} = \frac{G}{\lambda} \left(\frac{m_{inv,1}m_1}{R_1} + \frac{m_{inv,2}m_2}{R_2} \right) \quad (1.5)$$

dove m_1 e m_2 sono le masse del membro primario e secondario della binaria (più avanti useremo anche M_{donor} e M_{acc} per indicare rispettivamente la massa della stella donatrice e del buco nero in accrescimento); R_1 e R_2 sono il raggio del membro primario e secondario della binaria; λ è un parametro (o funzione) che misura l'estensione dell'inviluppo (più piccolo è λ , più esso è concentrato).

Ponendo $\Delta E = E_{inv}$ è possibile derivare il valore finale del semiasse maggiore a_f per il quale l'inviluppo viene eiettato. Si noti che più grande (risp. piccolo) è α , maggiore (risp. minore) è la separazione orbitale finale. Se a_f risulta minore della somma dei raggi dei due nuclei (o minore della somma dei raggi di Roche lobe $R_{L,1}$ $R_{L,2}$), allora avverrà il merger durante la fase di CE, altrimenti la binaria sopravvive.

A questo punto, è importante sottolineare che quella appena descritta è una trattazione semplificata, che non tiene conto di molti altri fattori che contribuiscono al bilancio energetico del sistema, i.e. energia termica dell'inviluppo (somma dell'energia di radiazione e dell'energia cinetica delle particelle del gas); energia di ricombinazione (durante la sua espansione l'inviluppo si raffredda, favorendo la ricombinazione del plasma e la formazione di molecole, entrambi processi esotermici che liberano energia di legame); energia dovuta al riscaldamento/raffreddamento mareale dallo spin positivo/negativo stellare; energia dovuta alle fusioni nucleari; entalpia dell'inviluppo; energia di accrezione (la quale potrebbe causare *outflows* e getti). Un'ulteriore criticità riguarda il parametro di concentrazione λ , il quale dovrebbe cambiare di stella in stella e in funzione della particolare fase evolutiva considerata. Altre incertezze riguardano l'efficienza descritta dal parametro α ; le condizioni esatte per le quali si instaura un CE; e l'influenza dello stadio evolutivo delle stelle su questa fase. A questo proposito, si parla di scenario "ottimistico" e "pessimistico". Nello scenario pessimistico, tutte le stelle fuori dalla MS sono assunte fondersi durante la

fase di CE, se questa si instaura prima dell'inizio del bruciamento dell'He nel core (nel diagramma Hertzsprung–Russell, queste si troverebbero nell'*Hertzsprung gap*, HG). Al contrario, nello scenario ottimistico ciò non avviene. Questa dicotomia è legata all'argomento per il quale l'innesco dell'He nel nucleo definisca un gradiente netto fra core e inviluppo, favorendo l'eiezione di quest'ultimo [7].

Inoltre, un compito non banale è quello di determinare la coordinata in massa che separa l'inviluppo dal nucleo e la conseguente energia di legame fra i due. Questo è un aspetto determinante nel ruolo svolto dal MT stabile o instabile. Nella sezione 1.2.3, vediamo il metodo sviluppato da Marchant et al. (2021) [3] che permette di conoscere M_{core} in maniera auto-consistente. In seguito, vediamo che, così facendo, l'energia di legame E_{inv} calcolata in COSMIC con il formalismo $\alpha - \lambda$ è sistematicamente sottostimata rispetto a quella in MESA, calcolata con tale metodo.

1.2.2 COSMIC e la fase di inviluppo comune

Prima di entrare nel dettaglio del metodo seguito da Marchant et al. (2021) [3], vediamo come le ipotesi del formalismo $\alpha - \lambda$ vengono declinate nelle simulazioni con COSMIC. Distingueremo poi variazioni a tale modello, che tengono conto di alcune delle incognite sopracitate riguardo alla fisica del CE.

Il metodo utilizzato da Gallegos-Garcia et al. (2021) [2] per modellare la fase di CE in COSMIC, prevede di includere nel parametro λ solamente il contributo dell'energia gravitazionale, escludendo quella termica dal bilancio energetico dell'inviluppo.

È stato inoltre introdotto un parametro q_{crit} . Tale valore, confrontato con q in equazione (1.1) stabilisce se il MT tramite RLO avviene in maniera stabile o tramite CE. Per quanto riguarda stelle ricche di H (*H-rich stars*) è stata considerata la prescrizione di Belczynski et al. (2008) [8], dove $q_{crit} = 0.33$. Inoltre, per quanto concerne il legame fra stadio evolutivo del sistema e fase di CE, è stato assunto lo scenario ottimistico, che ammette la sopravvivenza della binaria al CE anche nel caso in cui una delle due stelle si trovi nel HG (si veda sezione 1.2.1). Tale configurazione *standard* dei modelli COSMIC e MESA prevede, inoltre, un'efficienza del CE pari a $\alpha = 1$ e una metallicità $Z = 0.1Z_{\odot}$ (dove $Z_{\odot} = 0.0142$ [9]).

Oltre a ciò, nelle simulazioni sono state considerate cinque ipotesi alternative a quelle standard, di cui le ultime due riguardano solo COSMIC:

1. Z_{\odot} - Sono state simulate stelle alla metallicità solare.
2. *accrescimento* - Dove si è permesso un accrescimento 10 volte superiore al limite di Eddington, in quanto alcuni studi recenti ne hanno mostrato la possibilità (accrescimento *super-Eddington*) [10, 11].
3. α - Dove è stata impostata un'efficienza del CE pari a $\alpha = 5$, in modo da tenere indirettamente conto di altri fattori energetici che possano contribuire all'eiezione dell'inviluppo. Il parametro è stato impostato pari a 5 in quanto alcuni studi hanno mostrato che questo è il valore minimo in accordo con le osservazioni di GW [12, 13, 14].
4. q_{crit} - Sono stati utilizzati altri valori per q_{crit} , corrispondenti a quelli introdotti da Claeys et al. (2014) [15]. In questo caso viene usato $q_{crit} = 1$ per stelle in MS, $q_{crit} = 0.21$ per stelle in HG, $q_{crit} = 0.33$ per donatori che abbiano iniziato il bruciamento dell'He nel nucleo, $q_{crit} = 0.87$ per stelle nell'*asymptotic giant branch* (AGB) e *thermally pulsing AGB*. Le variazioni di questo parametro sono legate a cambiamenti nei tassi di MT [16], in particolare si registra un aumento di tali eventi su tempi scala termici.
5. CE - Dove viene applicato lo scenario pessimistico, per il quale stelle in MS, HG, *naked helium MS*, *naked helium HG* e nane bianche fondono se interessate

da un evento di CE [17]. In ogni caso, vedremo in Marchant et al. (2021) [3] che la sopravvivenza dei sistemi binari al CE non dipende tanto dal particolare stadio evolutivo, ma piuttosto dal meccanismo con cui l'energia viene trasportata nell'inviluppo. Anticipiamo che, infatti, MESA non prevede nessun caso di eiezione del CE laddove l'inviluppo sia radiativo, mentre apre alcune possibilità per gli inviluppi convettivi, indipendentemente dal particolare stadio evolutivo.

1.2.3 L'evoluzione tramite inviluppo comune in MESA

Analizziamo ora il metodo applicato da Marchant et al. (2021) [3] per modellare la fase di CE in MESA. Tale prescrizione si basa sul formalismo $\alpha - \lambda$, ma ha l'obiettivo di determinare l'energia di legame in maniera auto-consistente. Vediamo come.

In questo caso, si fissa un valore critico del tasso di MT \dot{M}_{high} , superato il quale si considera abbia inizio la fase di CE. Anche qui, l'energia di legame dell'inviluppo è legata alla perdita di energia gravitazionale orbitale, tramite un'equazione analoga a (1.4):

$$E_{inv} = \alpha \Delta E_{orb} \quad (1.6)$$

dove però ΔE_{orb} tiene ora conto delle differenti masse prima (pedice i) e dopo (pedice f) la fase di CE; è definita come:

$$\Delta E_{orb} = -\frac{GM_{d,f}M_{a,f}}{2a_f} + \frac{GM_{d,i}M_{a,i}}{2a_i} \quad (1.7)$$

dove i pedici d, a si riferiscono al donatore e all'accrescitore. Nel modello, si considera $M_{d,f}$ pari alla massa del nucleo del donatore M_{core} , mentre viene ignorata la differenza di massa dell'accrescitore ($M_{a,f} = M_{a,i}$).

L'energia E_{inv} dipende da M_{core} e viene calcolata sommando l'energia interna e l'energia potenziale gravitazionale degli strati rimossi all'avvio del CE, nel seguente modo:

$$E_{inv} = \int_{M_{core}}^{M_{d,i}} \left(-\frac{Gm}{r} + \alpha_{th}u \right) dm \quad (1.8)$$

dove u è l'energia interna specifica del gas, regolata dal parametro libero α_{th} (Han et al. (1995) [18]), che rappresenta l'efficienza con cui l'energia termica può essere utilizzata per eiettare l'inviluppo. Per rendere consistenti le simulazioni di COSMIC con quelle di MESA è stato posto $\alpha_{th} = 0$, in quanto nel modello COSMIC considerato non sono previsti contributi energetici diversi da quelli gravitazionali.

Per calcolare E_{inv} è dunque necessario conoscere M_{core} , su cui però si hanno diverse incertezze, che possono portare a risultati completamente divergenti. Al centro di questa metodologia c'è proprio la determinazione di M_{core} in maniera auto-consistente. Per fare ciò, all'avvio della fase di CE viene calcolato il valore di E_{inv} per ogni possibile scelta di M_{core} . Così facendo, la fase di CE viene modellata rimuovendo artificialmente massa dalla stella e calcolando, ad ogni passo, l'energia di legame che si sarebbe ottenuta dal modello pre-CE se M_{core} fosse stato assunto avere

la massa attuale della stella. In tal modo, l'equazione (1.7) può essere utilizzata per determinare la separazione orbitale finale a_f in funzione di M_{core} , mentre il modello stellare di perdita di massa può essere usato per determinare il punto al quale la stella si contrarrebbe entro il suo Roche lobe.

Nel fare questo, non viene semplicemente imposto un tasso di perdita di massa rapida finché $R < R_{RL}$, ma piuttosto si procede spegnendo gradualmente il tasso di perdita di massa mano a mano che la stella si contrae entro il suo Roche lobe, determinando la coordinata in massa alla quale la stella si contrae in assenza di perdita di massa. In particolare, si impone un tasso di perdita di massa relativo all'evoluzione per CE di:

$$\log_{10} \dot{M}_{CE} = \begin{cases} \log_{10} \dot{M}_{high} & \frac{R}{R_{RL}} > 1 \\ \log_{10} \dot{M}_{high} + \frac{1-R/R_{RL}}{\delta} \log_{10} \left(\frac{\dot{M}_{low}}{\dot{M}_{high}} \right) & 1 - \delta < \frac{R}{R_{RL}} < 1 \end{cases} \quad (1.9)$$

dove viene svolta un'interpolazione tra un alto tasso di MT \dot{M}_{high} , che serve per riprodurre una risposta quasi adiabatica, e un basso tasso di MT \dot{M}_{low} , che dovrebbe essere molto al di sotto del tempo scala termico dell'inviluppo. In particolare, in queste simulazioni è stato scelto $\dot{M}_{high} = 1M_{\odot}yr^{-1}$, $\dot{M}_{low} = 10^{-5}M_{\odot}yr^{-1}$ e $\delta = 0.02$. Questa scelta per \dot{M}_{high} è basata sul tempo scala termico dell'inviluppo, stimato come $\tau_{th} = E_{inv}/L$ e associato a un tasso di MT $\dot{M}_{high} = M/\tau_{th}$. Considerando una stella donatrice di $30M_{\odot}$ e assumendo come limite inviluppo-nucleo il punto più interno dove $X > 0.1$, Marchant et al. (2021) [3] trova che \dot{M}_{high} non supera $0.1M_{\odot}yr^{-1}$. Allo stesso modo, la scelta per \dot{M}_{low} è tale da essere comparabile ad un MT che avvenga in un tempo scala nucleare. La fine della fase di CE è posta nel momento in cui $R/R_{RL} = 0.98$, dopo il quale il MT viene considerato stabile.

La differenza principale tra questo metodo e altri analoghi presenti in letteratura è che la coordinata in massa alla quale avviene il distacco della binaria viene determinata senza perdita di massa, rivelando così la risposta non adiabatica della stella verso la fine della CE.

Capitolo 2

Confronto dei risultati ottenuti e conseguenze per la formazione dei buchi neri binari

Procediamo ora con l'esame dei risultati ottenuti dalle simulazioni svolte da Gallegos-Garcia et al. (2021) [2] e Marchant et al. (2021) [3], discutendo le differenze che sussistono tra le simulazioni svolte con COSMIC e MESA.

2.1 I risultati delle simulazioni MESA

Analizziamo ora i risultati ottenuti con MESA per quanto riguarda il legame fra periodo orbitale iniziale della binaria, rapporto tra la massa dell'accrescitore e del donatore, e il canale di evoluzione ad essi legato. Anzitutto, vedremo le simulazioni svolte da Gallegos-Garcia et al. (2021) [2], per poi sottolineare somiglianze e divergenze con quelle di Marchant et al. (2021) [3].

I sistemi binari considerati da Gallegos-Garcia et al. (2021) [2] sono formati da una stella donatrice in MS e un BH in accrescimento (rispettivamente di massa M_{donor} e M_{acc}), in orbita circolare l'uno attorno all'altro. Sono stati svolti quattro tipi di simulazioni, ognuno con un valore diverso per la massa della stella donatrice, ovvero $25M_{\odot}$, $30M_{\odot}$, $35M_{\odot}$, $40M_{\odot}$. I periodi orbitali studiati vanno da $-0.1 < \log_{10}(P_{orb,i}/days) < 4$, e i rapporti di massa iniziale $q = M_{acc}/M_{donor}$ tra 0.1 e 1. In figura 2.1 sono visibili i risultati delle simulazioni svolte con MESA, in funzione di q e del periodo orbitale iniziale.

Notiamo immediatamente la caratteristica più importante di queste simulazioni: nessuno dei sistemi considerati eietta con successo il CE; in altre parole, MESA non prevede la fase di CE come canale di formazione dei BBH. D'altra parte, si

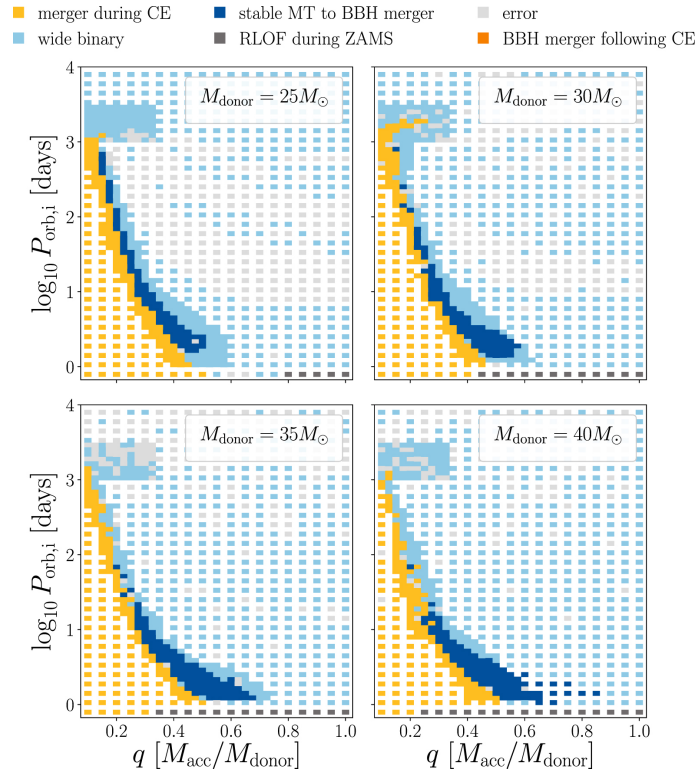


Figura 2.1: Risultati ottenuti da Gallegos-Garcia et al. (2021) [2] con il modello standard di MESA. I sistemi binari considerati sono formati da un BH e una stella in MS. La metallicità considerata per la stella è di $Z = 0.1Z_{\odot}$, l'efficienza del CE è $\alpha = 1$ e non sono state considerate altre sorgenti energetiche nel bilancio che regola l'eiezione dell'involucro (i.e. $\alpha_{th} = 0$). Ogni pannello corrisponde a differenti masse del donatore. Per ogni valore della massa, si nota una banda stretta di sistemi, che risultano in un merger di BBH entro τ_H e seguito solamente da una fase di MT stabile (blu scuro). Per questi modelli, non è stato trovato nessun caso di eiezione del CE.

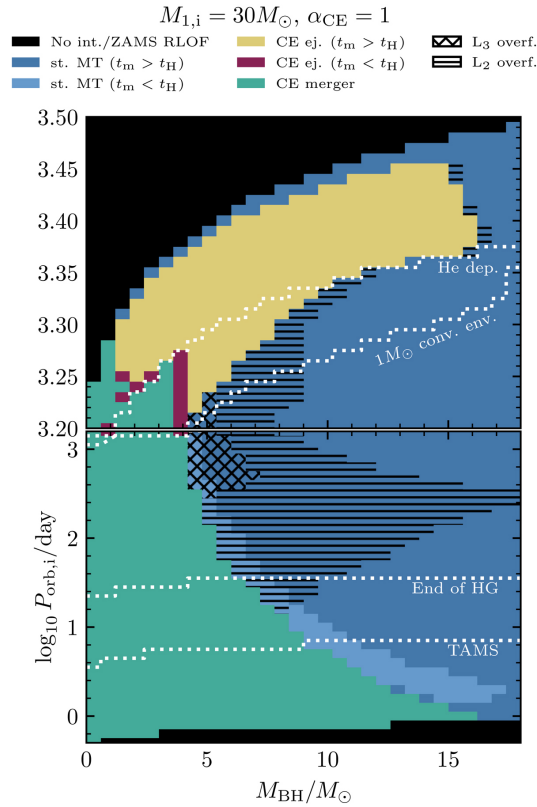


Figura 2.2: Riassunto dei risultati delle simulazioni svolte da Marchant et al. (2021) [3] per binarie formate da un BH e una stella di $30M_{\odot}$ alla metallicità di $Z_{\odot}/10$ e un parametro di efficienza $\alpha = 1$. Le linee tratteggiate orizzontali delimitano le regioni relative a diversi stadi evolutivi della stella. Per i sistemi interessati da MT stabile, le linee orizzontali indicano le regioni in cui il donatore eccede la regione equipotenziale L_2 , mentre le regioni marchiate con una x indicano le regioni dove è stato superato anche il punto L_3 . La zona nera indica i sistemi non interagenti o che risulterebbero in RLO durante la ZAMS. I sistemi interessati da MT stabile o che eiettano con successo il CE sono denotati con "st. MT" e "CE ej." rispettivamente. Essi sono separati in merging BBH il cui merger avviene entro o oltre τ_H . I sistemi segnati come "CE merger" fondono durante la fase di CE.

trova una regione (blu scuro) nella quale si hanno merger di BBH entro un tempo di Hubble, in seguito a MT stabile. Questa regione costituisce una transizione graduale tra i sistemi che fondono durante la fase di CE e quelli che risultano in BBH troppo distanti affinché possano fondere (regione azzurra). Chiamiamo quest’ultima tipologia “binarie larghe”. Queste possono formarsi sia attraverso MT stabile, che per evoluzione isolata. In questo lavoro, però, la loro particolare storia evolutiva non viene tenuta in considerazione, perché in ogni caso le binarie larghe non produrranno GW. Si noti, inoltre, che man mano la massa della stella donatrice aumenta, la zona corrispondente a merger di BBH (in seguito al solo MT stabile) si sposta a rapporti di massa q via via maggiori e periodi orbitali minori. In ogni caso, il MT stabile è l’unico canale evolutivo per la formazione di BBH capaci di fondere entro τ_H .

A questo punto è possibile confrontare quanto trovato, con il lavoro di Marchant et al. (2021) [3], il quale interessa solamente un sistema formato da una stella di $30M_\odot$ e un BH. Anche qui, la stella donatrice ha un basso contenuto di metalli.

Le ipotesi di Marchant et al. (2021) [3] sono simili a quelle di Gallegos-Garcia et al. (2021) [2], con la differenza che si tiene conto dell’energia termica nel bilancio energetico dell’involuppo. In particolare, in riferimento all’equazione (1.8), si pone $\alpha_{th} = 1$.

In entrambi i lavori, si osserva una caratteristica forma a gancio (*hook*) per l’evoluzione tramite CE, a $P_{orb,i} \approx 1000days$. Infatti, per questi valori del periodo orbitale si ha un cambio di andamento del confine tra sistemi interessati da MT stabile e quelli che evolvono tramite CE, in funzione di q . Nel lavoro di Marchant et al. (2021) [3] questo hook è più grande (figura 2.2) e, inoltre, sono ivi presenti alcuni sistemi in grado di sopravvivere alla fase di CE. Quest’ultimo fatto rappresenta una differenza marcata tra i due studi, in gran parte riconducibile al differente modo con cui viene trattata la componente termica e di ricombinazione dell’energia, di grande importanza per il successo dell’eiezione del CE. Ad ogni modo, anche Marchant et al. (2021) [3] trova che il rapporto tra i BBH capaci di fondersi evoluti tramite CE rispetto a quelli formati tramite MT stabile è, al più, di solo 0.017. Entrambi gli studi suffragano la tesi per la quale il canale di formazione dominante di merging BBH è attraverso MT stabile.

Oltre a ciò, Marchant et al. (2021) [3] trova che, nei casi in cui il MT riguarda anche uno dei punti lagrangiani esterni, i sistemi possono rimanere stabili nonostante l’alto momento angolare associato a questo processo. Ciò risulta in sistemi binari più compatti, rispetto alle simulazioni che non tengono conto di questa possibilità. Per quanto riguarda la relazione fra stadio evolutivo e MT, Marchant et al. (2021) [3] trova che non è tanto la posizione nel diagramma Hertzsprung–Russell a essere rilevante, quanto piuttosto la modalità di trasporto dell’energia nell’involuppo: in

nessun caso, gli involucri radiativi riescono a essere eiettati con successo nella fase di CE, cosa che avviene solamente se è la convezione a dominare. Secondo questo studio, l'energia di legame E_{inv} rimane stabile attorno ai $\approx 10^{50} \text{erg}$ evidenziando in tal modo una sistematica sottostima delle energie di legame degli involucri in alcuni dei modelli pubblicati in letteratura [15, 19, 20]. Inoltre, è mostrato come diversi valori del parametro di efficienza α portino a diversi valori di E_{inv} , la quale non è univocamente determinata fissato lo stadio evolutivo, al contrario di quanto assunto in diversi codici numerici.

Prima di passare ai risultati di COSMIC, vediamo quelli ottenuti da Gallegos-Garcia et al. (2021) [2] implementando le variazioni al modello standard descritte nella sezione 1.2.2.

La prima modifica riguarda l'aumento dell'efficienza del CE da $\alpha = 1$ a $\alpha = 5$, mantenendo $\alpha_{th} = 0$. Ciò comporta differenze in gran parte trascurabili. Per $M_{donor} = 25M_{\odot}$ si trovano tre merger di BBH in seguito a eiezioni dell'involucro andate a buon fine. Queste avvengono tra la zona dove i sistemi subiscono un CE fallimentare e quella in cui un MT stabile è seguito da fusione di BBH. Per $M_{donor} = 30M_{\odot}$ alcuni sistemi sopravvivono alla fase di CE nel hook sopraccitato, con valori di circa $P_{orb,i} \approx 1000 \text{days}$. Per $M_{donor} = 35M_{\odot}$ non si hanno differenze col modello standard. Per $M_{donor} = 40M_{\odot}$ si trova un solo sistema che fonde dopo la fase di CE.

Una seconda modifica rende possibile l'accrescimento 10 volte superiore al limite di Eddington, la quale però non porta a differenze degne di nota rispetto al modello standard.

Al contrario, implementando modelli alla metallicità solare si trovano sia meno merger di BBH in seguito a MT stabile, che meno binarie sottoposte a CE. Ciò viene imputato a due fattori: la presenza di forti venti stellari, che causano un allargamento delle orbite, permettendo solamente ai sistemi con breve periodi orbitali di fondere entro τ_H ; e l'aumento dei raggi stellari, che causano episodi di RLO durante la *zero age MS* (ZAMS) a periodi orbitali più alti. L'unica eccezione a questo decremento riguarda i sistemi con $M_{donor} = 25M_{\odot}$ e $M_{donor} = 40M_{\odot}$, per i quali si ritrova il caratteristico hook.

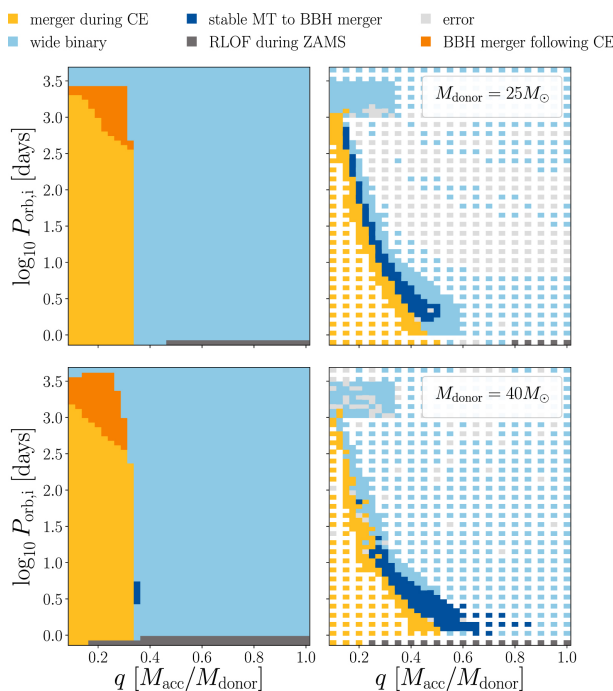


Figura 2.3: Comparazione dei risultati delle simulazioni di sistemi binari ottenute con COSMIC (sinistra) e quelle con MESA (destra) [2]. In alto: confronto per le binarie composte da una stella in MS e un BH con $M_{donor} = 25M_{\odot}$, mostrato in funzione del periodo orbitale iniziale e del rapporto in massa q . In basso: valgono le stesse considerazioni delle immagini in alto, ma per $M_{donor} = 40M_{\odot}$. Per quanto riguarda l’evoluzione binaria modellata con COSMIC, il CE è il canale di formazione dominante per le fusioni di BBH. Al contrario, in MESA non si trovano CE eiettati con successo e tutti i merger di BBH sono dovuti a MT stabile.

2.2 Comparazione COSMIC e MESA

Vediamo ora in cosa differiscono i codici MESA e COSMIC da un punto di vista dei canali evolutivi previsti per i sistemi binari, per poi passare, nella seconda parte, ad analizzare quantitativamente i rapporti tra i tassi di fusione di BBH così trovati. Ciò è relativo al lavoro di Gallegos-Garcia et al. (2021) [2].

2.2.1 Canali evolutivi previsti da COSMIC e MESA

Iniziamo considerando il modello standard, i cui risultati sono mostrati in figura 2.3. La prima differenza si ha per quanto riguarda le condizioni alle quali i sistemi attraversano la fase di CE: in COSMIC ciò avviene per periodi orbitali maggiori rispetto a MESA ($P_{orb,i} \approx 3000days$ nel primo, contro $P_{orb,i} \approx 1000days$ nel secondo). Il risultato più frequente sono sistemi che fondono durante la fase di CE. Per COSMIC, questi si trovano in figura 2.3 (a sinistra) in una regione nettamente demarcata a $q \approx 0.3$, al contrario di quanto avviene per MESA (a destra), dove la separazione è più graduale e va da bassi q per alti periodi orbitali, a $q \approx 0.5$ per periodi minori. Ciò è evidentemente legato al valore (fisso) di q_{crit} con cui COSMIC stabilisce se il MT è stabile o instabile.

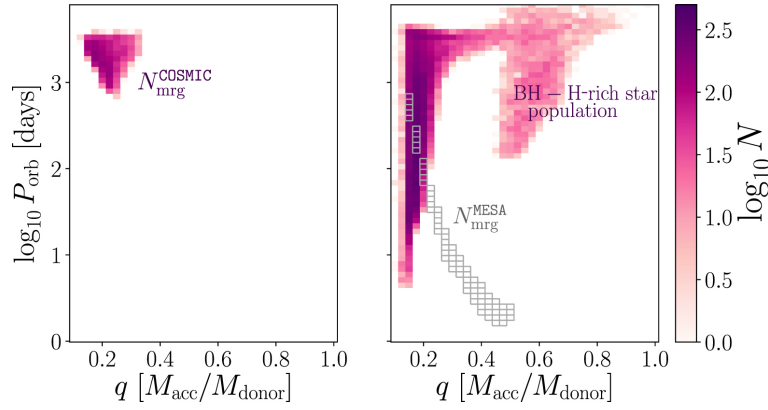


Figura 2.4: Illustrazione presa dal lavoro di Gallegos-Garcia et al. (2021) [2], relativa a stelle donatrici di massa $M_{donor} = (25 \pm 2.5)M_{\odot}$. A sinistra: istogramma della popolazione finale di merging BBH predetta da COSMIC, in funzione del rapporto in massa e del periodo orbitale iniziale. Il numero totale di binarie in questo istogramma è $N_{mrg}^{COSMIC}(< \tau_H)$. A destra: istogramma della popolazione iniziale totale (buco nero - H-rich star). I rettangoli grigi coincidono con le regioni dove i modelli di MESA risultano in un merger di BBH. La somma del numero dei sistemi in tali rettangoli è $N_{mrg}^{MESA}(< \tau_H)$.

Inoltre, non solo COSMIC, al contrario di MESA, trova sistemi in grado di eiettare con successo il CE (regione arancione, a circa $q \lesssim 0.3$ e tra $P_{orb} \approx 300 - 3000 days$), ma laddove COSMIC preveda ciò, MESA trova MT stabile. In altre parole, la regione dove le binarie simulate da COSMIC risultano in un merger di BBH in seguito alla fase di CE, in MESA è occupata da binarie formate tramite MT stabile.

Le differenze non si fermano qui: COSMIC prevede che solo un piccolo insieme di sistemi (tra $q \approx 0.35$ e $P_{orb,i} \approx 5 days$) fondono in seguito a MT stabile, mentre in MESA questo è il canale preferenziale. Molti di questi merger avvengono vicino alla separazione tra MT stabile e instabile, in una regione compresa tra $q \approx 0.2 - 0.9$ e che si allarga per piccoli periodi iniziali.

2.2.2 Calcolo dei previsti rapporti numerici e tassi di fusione dei buchi neri binari

Passiamo ora ai risultati riguardanti i tassi di fusione.

Introduciamo anzitutto il rapporto \mathcal{N} , definito per ogni massa della stella donatrice:

$$\mathcal{N}(\tau) = \frac{N_{mrg}^{COSMIC}(\tau)}{N_{mrg}^{MESA}(\tau)} \quad (2.1)$$

dove $N_{mrg}^{COSMIC}(\tau)$ è il numero di BBH che fondono al tempo τ nelle simulazioni con COSMIC; idem per $N_{mrg}^{MESA}(\tau)$, che però è relativo alle simulazioni con MESA. Inoltre, per mostrare le differenze nei tempi con cui questi merger avvengono, calcoliamo una stima per il tasso di fusione di una sotto-popolazione (cioè per un determinato valore di M_{donor}):

$$\mathcal{R}_{mrg} = \sum_{i=1}^{N_{mrg}(<\tau_H)} \frac{1}{t_{mrg,i}} = N_{mrg}(<\tau_H) \left\langle \frac{1}{t_{mrg}} \right\rangle \quad (2.2)$$

dove la somma è estesa a tutte le binarie che fondono entro un tempo di Hubble; come pesi si usa l'inverso del tempo di merger della binaria $t_{mrg,i}$; e $\langle 1/t_{mrg} \rangle$ è la media dell'inverso del tempo di merger relativo alla popolazione. Questo viene utilizzato per calcolare il *tasso relativo*:

$$\mathcal{R}_{rel} = \frac{\mathcal{R}_{mrg}^{COSMIC}}{\mathcal{R}_{mrg}^{MESA}}. \quad (2.3)$$

In figura 2.4 è illustrato come $N_{mrg}^{COSMIC}(\tau)$ e $N_{mrg}^{MESA}(\tau)$ sono calcolati. Nella tabella in figura 2.5 sono riportati i valori di $\mathcal{N}(<\tau_H)$ per i diversi modelli utilizzati.

Si consideri la prima riga, riguardante il modello standard. Si trova che $\mathcal{N}(<\tau_H)$ assume valori tra $\approx 1 - 8$ per i diversi valori delle masse, ovvero COSMIC produce fino a otto volte più merging BBH. Inoltre, una differenza chiave tra i due modelli riguarda il canale di formazione: in COSMIC circa il 99% dei merger di BBH avviene in seguito a CE, mentre in MESA ciò avviene esclusivamente attraverso MT stabile. Nella seconda riga troviamo i modelli che permettono un accrescimento super-Eddington. Ciò modifica solo in parte i risultati ottenuti col modello standard, perché riguardano principalmente binarie con basso periodo orbitale, le quali non vengono tenute conto nel calcolo dei rapporti numerici (si noti che in figura 2.4 questi sistemi occupano i rettangoli vuoti).

Il rapporto tra i merger ottenuti con COSMIC e MESA non varia di molto nemmeno considerando un'efficienza maggiore del CE, pari ad $\alpha=5$. In questo caso, COSMIC aumenta il numero di fusioni di BBH, senza che ciò implichi la formazione di binarie larghe. Quasi nulla cambia invece per MESA, dove il MT stabile rimane dominante. Nella quarta riga in figura 2.5 si hanno le simulazioni con stelle alla metallicità solare. Per le masse $M_{donor} = 25M_{\odot}$ e $30M_{\odot}$ COSMIC non produce merging BBH. Al contrario MESA ne trova, ma essendo questi fuori dalla regione considerata da COSMIC, non è possibile calcolare il rapporto \mathcal{N} . Per le simulazioni con masse maggiori, viene riportato in questa tabella un limite superiore pari a $\mathcal{N}(<\tau_H) < 0.06$ per $M_{donor} = 35M_{\odot}$ e $\mathcal{N}(<\tau_H) = 0.4$ per $M_{donor} = 40M_{\odot}$.

Nelle ultime due righe nella tabella in figura 2.5 vengono considerate variazioni al modello standard specifiche per COSMIC (si veda sezione 1.2.2), che vengono confrontate con il modello standard di MESA. Nella quinta riga, si fa variare il parametro critico q_{crit} secondo quanto previsto da Claeys et al.(2014) [15]. Rispetto al modello standard si hanno molti più merger per periodi orbitali tra $P_{orb} \approx 10 - 100days$ e $q < 0.3$. Inoltre, in questo caso COSMIC prevede che circa il 77% delle fusioni di BBH avvengano attraverso evoluzione per CE, mentre il restante per MT stabile.

| Model | Subpopulation | | | |
|----------------------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| | 25 M_{\odot} | 30 M_{\odot} | 35 M_{\odot} | 40 M_{\odot} |
| Standard | 1.3 | 4.3 | 7.8 | 2 |
| $\dot{M}_{\text{BBH}} \times 10$ | 1.7 | 4 | 9 | 1.7 |
| $\alpha_{\text{CE}} = 5$ | 2.6 | 15 | 35 | 8.5 |
| Z_{\odot} | ... | ... | <0.06 | 0.4 |
| Claeys | 0.7 | 2.7 | 8.5 | 15 |
| Pessimistic | 1.3 | 4.3 | 7.7 | 2 |

Figura 2.5: Limite superiore al rapporto in numero $\mathcal{N}(< \tau_H) = N_{\text{mrg}}^{\text{COSMIC}}(< \tau_H) / N_{\text{mrg}}^{\text{MESA}}(< \tau_H)$ per i diversi modelli e valori delle masse dei donatori [2].

Nell’ultima riga, si considera lo scenario pessimistico per l’evoluzione tramite CE, il quale non risulta però in un rapporto \mathcal{N} significativamente diverso rispetto allo scenario ottimistico.

Le differenze tra COSMIC e MESA riguardano anche i tempi scala con cui i processi sopra descritti avvengono. In figura 2.6 sono graficati gli andamenti dei tassi di fusione in funzione del tempo e per i diversi modelli considerati.

Escludendo i modelli con metallicità solare e $\alpha = 5$, quello che si trova è che le simulazioni svolte con COSMIC effettuano il maggior numero di merger con tempi scala minori rispetto a quelle con MESA. Queste differenze sono riconducibili ai canali di formazione seguiti dai BBH: un’evoluzione tramite CE (privilegiata in COSMIC) porta a binarie più compatte (hardening, sezione 1.2), che quindi fondono in tempi più brevi rispetto ai BBH formati tramite MT stabile (dominante in MESA). Il picco del tasso di fusione in COSMIC si trova a circa $\lesssim 100 \text{ Myr}$, mentre in MESA questo avviene tra i 10^6 e 10^7 years .

Per quanto riguarda le simulazioni con $\alpha = 5$, i modelli COSMIC prevedono la formazione di BBH post-CE con periodi orbitali maggiori rispetto al modello standard. Nei casi con stelle alla metallicità solare, invece, la forte perdita di massa dovuta ai venti stellari porta a buchi neri poco massicci, che causano un allungamento dei tempi di fusione e una distribuzione più piatta.

Si noti, inoltre, che negli istogrammi in figura 2.6 è possibile identificare due picchi: uno intorno a $\log_{10}(\tau[\text{Myr}]) \approx 2$, tempo compatibile con un’evoluzione tramite CE; e un secondo intorno a $\log_{10}(\tau[\text{Myr}]) \lesssim 4$, tempo più lungo del primo e compatibile con un’evoluzione tramite MT stabile. Il fatto che MESA non produca merging BBH in seguito a una fase di CE, fa sì che le simulazioni così svolte contribuisca-

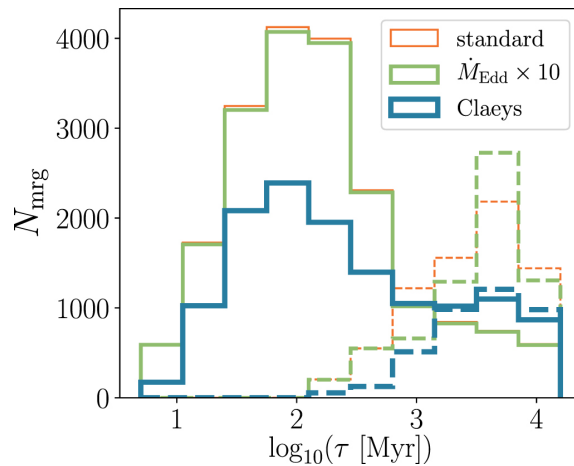


Figura 2.6: Istogramma di N_{mrg} in funzione del tempo di fusione τ per i modelli simulati con COSMIC (linea continua) e quelli con MESA (linee tratteggiate) [2]. In arancione, il modello standard. In verde, il modello che ammette accrescimento super-Eddington. In blu, il modello COSMIC che segue i criteri di [15] per q_{crit} . N_{mrg} comprende tutte le sotto-popolazioni per ogni modello. Tutti i modelli, eccetto quelli con metallicità solare e $\alpha = 5$ seguono lo stesso andamento.

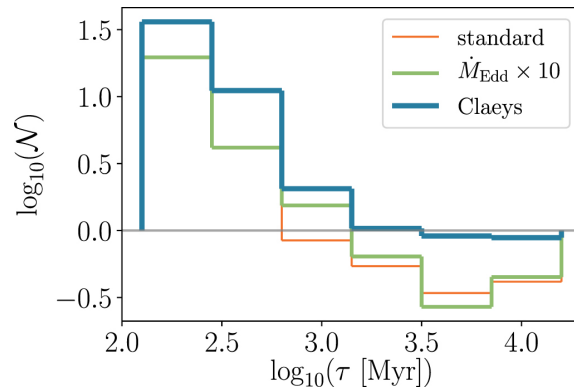


Figura 2.7: Stessa rappresentazione della figura 2.6, ma qui viene mostrato il rapporto in numero assoluto \mathcal{N} in funzione del tempo di merger τ [2].

no solamente alla seconda parte dell'istogramma, mentre il primo massimo è dato unicamente dalle simulazioni con COSMIC.

Osservando il grafico in figura 2.7 e la tabella in figura 2.8 è possibile vedere ancora più nel dettaglio le differenze finora trovate nei diversi tempi scala in gioco. Con riferimento alla figura 2.7, risulta chiaro che i merger prodotti da COSMIC dominano a tempi scala più brevi, compatibili con un'evoluzione tramite CE. Al contrario, prendendo in considerazione tempi maggiori, ovvero i sistemi evoluti tramite MT stabile, si registra un appiattimento del rapporto \mathcal{N} . Questo significa che i due codici numerici produrrebbero all'incirca lo stesso numero di merging BBH evoluti tramite MT stabile.

Tutti questi risultati mostrano come le inconsistenze tra COSMIC e MESA non riguardino solamente il numero assoluto di merger di BBH (il primo minore rispetto al secondo), ma anche che la maggior parte di essi avvengono con tempi scala del

| Model | Subpopulation | | | |
|----------------------------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| | $25 M_{\odot}$ | $30 M_{\odot}$ | $35 M_{\odot}$ | $40 M_{\odot}$ |
| Standard | 6 | 187 | 400 | 145 |
| $\dot{M}_{\text{Edd}} \times 10$ | 7.1 | 128 | 607 | 142 |
| $\alpha_{\text{CE}} = 5$ | 0.24 | 168 | 554 | 293 |
| Z_{\odot} | ... | ... | ... | 1.6 |
| Claeys | 5.7 | 80 | 422 | 744 |
| Pessimistic | 6 | 186 | 387 | 145 |

Figura 2.8: Questa tabella fornisce informazioni equivalenti alla tabella 2.5 ma per \mathcal{R}_{rel} [2].

tutto incompatibili (i primi molto più brevi dei secondi).

Tutto questo ha un forte impatto da un punto di vista osservativo, in quanto è possibile legare i canali di formazione dei merging BBH al redshift: se le previsioni di COSMIC sono corrette, ci si aspetta di trovare più merger ad alti redshift, perché avvengono in un tempo scala minore.

2.3 Conclusioni

In questo elaborato abbiamo approfondito la fisica del MT in un sistema binario, per poi analizzare i lavori di Gallegos-Garcia et al. (2021) [2] e di Marchant et al. (2021) [3], che indagano le forti inconsistenze presenti tra i codici di evoluzione stellare COSMIC e MESA. In particolare, abbiamo visto che i modelli di sistemi binari ottenuti con MESA portano a meno fusioni di BBH, i quali avvengono, inoltre, in un tempo scala maggiore rispetto ai modelli simulati con COSMIC. Riassumiamo qui i risultati così ottenuti.

Sotto ogni ipotesi considerata, sussiste un forte disaccordo nella determinazione del canale dominante per la formazione dei merging BBH. In particolare, la maggior parte dei sistemi modellati tramite COSMIC evolvono attraverso una fase di CE, mentre questo ruolo è svolto dal MT stabile in MESA.

Inoltre, è stato trovato che molti dei sistemi aventi periodi orbitali lunghi per cui COSMIC prevede una fase di CE senza merger, evolvono invece tramite MT stabile in MESA.

Nei modelli in cui le stelle donatrici hanno metallicità pari a $Z = 0.1 Z_{\odot}$, il numero di BBH che vengono previsti fondere da COSMIC rispetto che a MESA differiscono al più di un fattore 15, che cresce fino a 35 se si considera un'efficienza del CE pari a $\alpha = 5$. Se invece si fa riferimento ai modelli con metallicità solare, MESA produce più merger di BBH rispetto a COSMIC.

Anche i tempi scala con cui questi merger avvengono differiscono di alcuni ordini di grandezza fra i due codici: i modelli COSMIC sembrano sovrastimare il tasso di fusione di BBH di un fattore $\approx 5 - 500$. Questo è legato ad una sistematica sottostima dell'energia dell'inviluppo, che pare essere confermata anche in altri lavori in letteratura, come evidenziato da Marchant et al. (2021) [3].

Questi risultati potrebbero avere un impatto notevole per quanto riguarda l'interpretazione delle sorgenti di GW. Infatti, se è il MT a dominare, i sistemi di BBH così formati risulterebbero avere orbite più ampie e, quindi, tempi di fusione più lunghi. Ciò porterebbe ad una forte riduzione sia del numero di fusioni di BBH, che della velocità con cui questi avvengono.

A questo punto, sarà importante utilizzare le future osservazioni di GW per vincolare le diverse incertezze presenti nella modellistica, come per esempio l'efficienza del CE, l'efficienza dell'accrescimento di massa o la distribuzione delle metallicità nell'universo. Inoltre, emerge sempre più la necessità di creare modelli in grado di ricostruire l'evoluzione dei sistemi binari a partire dalla ZAMS per diversi valori delle condizioni iniziali, tenendo conto dei diversi possibili percorsi evolutivi che possono riguardare le binarie di oggetti compatti.

Bibliografia

- [1] The LIGO Scientific Collaboration et al. “GWTC-3: Compact Binary Coalescences Observed by LIGO and Virgo During the Second Part of the Third Observing Run”. In: *arXiv e-prints* (Novembre 2021).
- [2] M. Gallegos-Garcia et al. “Binary Black Hole Formation with Detailed Modeling: Stable Mass Transfer Leads to Lower Merger Rates”. In: *The Astrophysical Journal, Volume 922, Issue 2, id.110, 12 pp.* (Dicembre 2021).
- [3] P. Marchant et al. “The role of mass transfer and common envelope evolution in the formation of merging binary black holes”. In: *Astronomy & Astrophysics, Volume 650, id.A107, 22 pp.* (Giugno 2021).
- [4] M. Mapelli. “Formation channels of single and binary stellar-mass black holes”. In: *Handbook of Gravitational Wave Astronomy* (Febbraio 2022).
- [5] P.P. Eggleton. “Aproximations to the radii of Roche lobes”. In: *Astrophysical Journal, Vol. 268, p. 368-369 (1983)* (Maggio 1983).
- [6] P. Esposito et al. “Periodic signals from the Circinus region: two new cataclysmic variables and the ultraluminous X-ray source candidate GC X-1”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Luglio 2015).
- [7] K. Belczynski et al. “The Effect of Metallicity on the Detection Prospects for Gravitational Waves”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 715.2, L138-L141 (Giugno 2010).
- [8] K. Belczynski et al. “Compact Object Modeling with the StarTrack Population Synthesis Code”. In: *The Astrophysical Journal* 174.1, pp. 223-260 (Gennaio 2008).
- [9] M. Asplund et al. “The Chemical Composition of the Sun”. In: *Annual Review of Astronomy & Astrophysics, vol. 47, Issue 1, pp.481-522* (Settembre 2009).
- [10] M. C. Begelman. “Super-Eddington Fluxes from Thin Accretion Disks?” In: *The Astrophysical Journal Letters, 568 L97-L100;* (Aprile 2002).
- [11] J.C. McKinney et al. “Three-dimensional general relativistic radiation magnetohydrodynamical simulation of super-Eddington accretion, using a new code harmrad with M1 closure”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Maggio 2014).

- [12] N. Giacobbo e M. Mapelli. “The progenitors of compact-object binaries: impact of metallicity, common envelope and natal kicks”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Ottobre 2018).
- [13] F. Santoliquido et al. “The cosmic merger rate density of compact objects: impact of star formation, metallicity, initial mass function, and binary evolution”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (Febbraio 2021).
- [14] M. Zewin et al. “One Channel to Rule Them All? Constraining the Origins of Binary Black Holes Using Multiple Formation Pathways”. In: *The Astrophysical Journal* (Aprile 2021).
- [15] J.S.W. Claeys et al. “Theoretical uncertainties of the Type Ia supernova rate”. In: *Astronomy Astrophysics, Volume 563, id.A83, 24 pp.* (Marzo 2014).
- [16] K. Breivik et al. “COSMIC Variance in Binary Population Synthesis”. In: *The Astrophysical Journal* (Luglio 2020).
- [17] K. Belczynski et al. “On the Rarity of Double Black Hole Binaries: Consequences for Gravitational Wave Detection”. In: *The Astrophysical Journal* 662.1 (Giugno 2007), pp. 504–511.
- [18] Z. Han, P. Podsiadlowski e P.P. Eggleton. “The formation of bipolar planetary nebulae and close white dwarf binaries”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 272, Issue 4, pp. 800-820.* (Febbraio 1995).
- [19] X. Xu e X. Li. “On the Binding Energy Parameter λ of Common Envelope Evolution”. In: *The Astrophysical Journal* (Giugno 2010).
- [20] M. Dominik et al. “Double Compact Objects. I. The Significance of the Common Envelope on Merger Rates”. In: *The Astrophysical Journal* (Novembre 2012).