

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"



LAUREA TRIENNALE IN ASTRONOMIA

Fusioni Gerarchiche di Buchi Neri in Ammassi Stellari

Relatore: Prof.ssa Michela Mapelli
Correlatore: Dott. Stefano Tornamenti
Laureando: Nicolò Belgiovine

Anno accademico 2020/2021

Indice

1	Introduzione	7
2	Ambienti Dinamicamente Attivi	9
2.1	Ammassi globulari	9
2.2	Ammassi stellari giovani	10
2.3	Ammassi stellari nucleari	10
3	Processi di Fusione	11
3.1	Incontri a due corpi, Attrito Dinamico e Collasso Nucleare	11
3.2	Incontri Singola-Binaria	12
3.2.1	Indurimento	12
3.2.2	Scambi	14
3.2.3	Formazione diretta a tre corpi di binarie	16
4	Espulsioni dinamiche	19
4.1	Rinculo dinamico	19
4.2	Espulsioni di SN	20
4.3	Rinculo relativistico	20
5	Formazione gerarchica di BBH e IMBH	23
5.1	Formazione di buchi neri di massa intermedia attraverso collisioni runaway	25
5.1.1	Modelli alternativi per la formazione di BH e IMBH nei nuclei galattici	27
5.2	Riassunto delle dinamiche e problemi ancora aperti	28
6	Conclusioni	29

Abstract

La ricerca riguardante la formazione e l'evoluzione di sistemi binari di buchi neri (BBH) ha subito negli ultimi anni una non indifferente crescita d'interesse da parte di ricercatori e scienziati, dovuta soprattutto all'entrata in operatività degli interferometri LIGO e VIRGO. In questa tesi vedremo come, sebbene i BBH possano formarsi in qualunque zona della galassia, questi abbiano maggior probabilità di formazione e di crescita negli ammassi stellari (SC), merito dell'alta densità di corpi che porta ad una maggiore probabilità di interazioni dinamiche. Partendo dalla formazione del BBH, che sia esso un sistema binario generato originariamente come tale, o che lo sia diventato successivamente per cause dinamiche, ci proponiamo quindi, di riassumere i processi di fusione gerarchica dei buchi neri (BH) in ammassi stellari di diverso tipo, tra cui ammassi globulari (GC), ammassi stellari giovani (YSC), ed ammassi stellari nucleari (NSC), per i quali la discriminante maggiore quando parliamo del numero di generazioni raggiungibili e la massa finale dei BH è la velocità di fuga.

Capitolo 1

Introduzione

Il 14 settembre 2015 gli interferometri LIGO hanno osservato per la prima volta un segnale prodotto da onde gravitazionali (GW) (F Acernese and et al., 2014).

Queste onde, fino a quel momento mai rilevate direttamente, sono dovute ad un effetto di perturbazione dello spazio-tempo causato dall'emissione di GW. Queste GW diventano particolarmente forti, e quindi rilevabili anche dalla Terra, quando ad orbitare l'uno attorno all'altro sono oggetti estremamente massivi e compatti, quali buchi neri o stelle di neutroni.

L'evento, nominato GW150914, è stato solo il primo di una serie di fusioni registrate negli anni successivi durante diverse survey, che hanno visto anche la partecipazione dell'osservatorio italiano VIRGO e che sono riuscite a catalogare più di 50 eventi (Abbott and et al., 2016).

Come si può immaginare, importanti passi avanti sono stati fatti nel campo della ricerca grazie allo studio di questi segnali, tanto nella verifica della teoria della relatività generale quanto nello studio di sistemi binari di buchi neri (BBH), sistemi binari di stelle di neutroni (BNS) e sistemi binari composti da un buco nero e da una stella di neutroni (BH-NS), e gli ammassi stellari che danno vita a molti di questi sistemi.

Tra gli eventi di maggiore interesse, possiamo riportare ad esempio GW190521, il quale non solo è stato il sistema più massivo mai osservato, ma anche l'unico BBH per il quale fino ad oggi siamo riusciti ad osservare una possibile controparte elettromagnetica. Un altro traguardo importante, raggiunto solo recentemente, è stata la conferma il 05 gennaio 2020 di una fusione tra un buco nero di circa $9M_{\odot}$ e una stella di neutroni di circa $1.9M_{\odot}$. Sebbene avessimo già avuto dei candidati in passato per questa categoria di sistemi binari, questa è stata la prima volta in cui, inequivocabilmente, il sistema era composto da questi due elementi (Abbott et al., 2021b).

Inutile dire che l'importanza di questi fenomeni non risiede solo nel confermare o meno la validità delle formulazioni fisiche e matematiche sulle quali la nostra comprensione dell'universo è basata, ma soprattutto nel rivedere e modificare eventuali modelli teorici.

È ad esempio questo il caso verificatosi con GW150914. Esso corrisponde infatti alla prima volta in cui è stata registrata la fusione tra due BH aventi rispettivamente massa $m_1 = 35.6_{-3.1}^{+4.7}M_{\odot}$ e $m_2 = 30.6_{-4.4}^{+3.0}M_{\odot}$.

Tutte le precedenti osservazioni elettromagnetiche, avevano infatti sempre registrato masse minori di $20M_{\odot}$. Ciò che quindi rende particolare questo evento, è che ha portato molti scienziati e ricercatori a rivedere i propri modelli teorici in quanto, fino a quel momento, diversi non prevedevano l'esistenza di BH con masse maggiori di $30M_{\odot}$ (tranne che per alcune eccezioni).

Quello che ci proponiamo di fare, dunque, considerata l'importanza che lo studio dei BBH ha avuto, ed ha tuttora, è di descrivere e sintetizzare il processo che porta alla formazione di sistemi BBH più o meno massicci.

Sebbene infatti, questi sistemi possano formarsi virtualmente in qualunque punto della galassia, ci concentreremo sugli ammassi stellari di diverso tipo, essendo questi luoghi dove, non solo i BBH possono formarsi con maggiore probabilità ma anche, attraverso un processo di fusione gerarchica, accrescere la propria massa fino a poter creare buchi neri di massa intermedia (IMBH). Il seguente documento è quindi diviso ulteriori in quattro capitoli principali attraverso i quali, partendo da una breve descrizione dei diversi tipi di ambienti dinamicamente attivi (2), possiamo

alla descrizione dei fenomeni veri e propri che avvengono in questi ambienti (3), discutendo anche i diversi processi che portano all'espulsione dei BH dagli ammassi stellari di appartenenza (4). Il capitolo 5 si concentrerà nel mettere insieme i processi descritti fino a quel momento e utilizzarli per riassumere i processi di fusione gerarchica attraverso diverse generazioni. Sorvoleremo brevemente su alcuni modelli alternativi per la formazione di IMBH che possono contribuire a completare il quadro delle fusioni gerarchiche attraverso ulteriori fenomeni.



Figura 1.1: LIGO e Virgo, in collaborazione nella LVC, interferometri progettati per la rilevazione di onde gravitazionali.

Capitolo 2

Ambienti Dinamicamente Attivi

La dinamica collisionale è particolarmente importante per i sistemi binari solo se questi si trovano in un ambiente avente una densità di almeno $\sim 10^3$ stelle/pc³. Ambienti aventi questo tipo di caratteristica sono gli ammassi stellari di diverso genere. Qui ci concentreremo principalmente in quelli che sono gli ammassi globulari (GC), ammassi stellari giovani (YSC) e gli ammassi stellari nucleari (NSC).

Più precisamente, la proprietà chiave di ogni ammasso, dalla quale derivano molte delle caratteristiche riguardanti i sistemi gerarchici di BBH, tra le quali il numero stesso di n generazioni raggiungibili, è la velocità di fuga dall'ammasso, denominata v_{esc} .

La maggior parte delle differenze tra gli YSC, GC e NSC nascono dalle differenti masse, e quindi velocità di fuga. Essa infatti dipende dal valore della massa dell'ammasso stellare come $v_{esc} \propto M_{tot}^{\frac{1}{3}}$.

Una maggiore velocità di fuga consente infatti di raggiungere un numero più elevato di generazioni di BBH in quanto, in seguito ad ogni fusione, il BH appena formato non verrà espulso dall'ammasso stellare, ma solo portato negli strati più esterni di questo. Un maggior numero di fusioni porta inoltre ad un incremento della massa massima raggiungibile dai BH.

Esiste una considerevole differenza tra gli NSC e gli altri tipi di ammassi stellari quando consideriamo l'efficienza delle fusioni gerarchiche, dove per efficienza consideriamo:

- la frazione di fusioni alla n -esima generazione rispetto al numero di tutte le fusioni avvenute di BBH (f_{ng});
- il numero massimo di generazioni raggiungibili (N_g).

2.1 Ammassi globulari

Gli ammassi globulari (Gratton et al., 2019) sono sistemi stellari vecchi (~ 12 Gyr) e generalmente molto massicci ($M_{GC} \geq 10^4 M_{\odot}$) e densi ($\rho \geq 10^4 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$).

Sono il sito di diversi processi dinamici e rappresentano una piccola frazione della massa barionica nell'universo locale ($< 1\%$) (Harris et al., 2013; Mapelli et al., 2005).

Negli GC, f_{ng} può variare tra valori che vanno da 0.01 a ~ 0.23 rispettivamente per spin nullo o per spin elevati nel caso in cui si considerino sia BBH originali che BBH formati dinamicamente. Il numero massimo di generazioni varia tra le 4 e le 6 (Mapelli et al., 2021), mostrando una dipendenza non solo dal valore della velocità di fuga ma anche da parametri quali spin e metallicità. Prendendo in considerazione i sistemi di BBH dinamici (originali) troviamo che (Mapelli et al., 2021) in media $f_{ng} \approx 0.07 - 0.08$ ($\approx 0.04 - 0.06$).

In generale, la velocità di fuga minore di un GC rispetto a un NSC rende più importante l'impatto del parametro di spin sull'efficienza delle fusioni gerarchiche.

2.2 Ammassi stellari giovani

Gli ammassi stellari giovani sono ambienti stellari generalmente giovani ($\lesssim 100$ Myr), e densi ($\rho > 10^3 M_\odot pc^{-3}$). Si pensa che siano il luogo di nascita più comune per le stelle massicce (Portegies Zwart et al., 2010). Al termine della loro vita questi ammassi possono "dissolversi" a causa della perdita di contenuto gassoso o possono essere smembrati dalle forze mareali di altri ammassi o della galassia stessa. In seguito a questi eventi, i corpi celesti, e qualunque cosa fosse contenuta in precedenza nell'ammasso, vengono rilasciati nel campo galattico. È ragionevole credere che molti dei BBH che vengono rilevati oggi nel campo galattico possano essersi, in passato, formati all'interno di ammassi giovani. Una frazione degli ammassi giovani può inoltre sopravvivere alla dispersione e alle forze mareali ed evolversi in quelli che oggi vediamo come ammassi aperti, com'è il caso di M67 (SF and McMillan, 2000; Banerjee et al., 2009; Bartos et al., 2017; Banerjee, 2017; Di Carlo et al., 2019, 2020a,b).

Gli YSC hanno la minore efficienza quando si parla di fusioni gerarchiche, come ci si aspetterebbe dato il minore tempo di vita e la velocità di fuga minore se confrontata con quella degli NSC e degli GC. In questi ammassi vediamo una differenza molto più marcata del valore di f_{ng} quando confrontiamo binarie dinamiche e originali. La maggior parte dei modelli di YSC hanno valori di $f_{ng} \sim 0.01$ ($f_{ng} \sim 10^{-3}$) per le binarie dinamiche (originali), indicando una differenza di circa un ordine di magnitudine tra i due gruppi. Ciò è una conseguenza della massa minore delle prime generazioni di binarie originali se confrontate a quelle dinamiche, che rende più difficile per i sistemi di n-generazione fondersi all'interno del tempo di Hubble. Come per gli GC, la distribuzione di spin dei corpi ha un ruolo importante nell'aumentare o ridurre la frazione di fusioni che possono avvenire alla generazione n. Il numero di generazioni raggiungibili è sempre tra le 3 e le 4 (Mapelli et al., 2021).

2.3 Ammassi stellari nucleari

Gli ammassi stellari nucleari sono sistemi stellari che si trovano nei nuclei delle galassie. Gli NSC sono piuttosto comuni nelle galassie e generalmente sono più massicci e densi degli ammassi globulari. Gli ammassi stellari nucleari inoltre hanno la peculiare caratteristica di poter convivere con i buchi neri super massivi (SMBH) che si trovano al centro delle galassie (Böker et al., 2002; Ferrarese et al., 2006). I buchi neri che si formano negli NSC e che si formano nella regione più interna della galassia possono perfino essere intrappolati nel disco di accrescimento del SMBH. Questo evento può portare all'eventuale fusione dei due (Stone and Metzger, 2015; Bartos et al., 2017). Questa caratteristica rende gli NSC unici nel loro genere per gli effetti che vedremo nel seguente capitolo. Secondo simulazioni fatte da Mapelli et al. (2021) negli NSC f_{ng} è quasi sempre >0.3 (fatta eccezione per modelli nei quali sono previste stelle con metallicità solare) ed il massimo numero di generazioni raggiungibile è sempre $N_g > 8$. Possiamo quindi vedere quanto gli NSC siano efficienti nel produrre fusioni gerarchiche grazie alla loro elevata velocità di fuga, mostrando in generale solo una leggera dipendenza da parametri quali spin e metallicità.

Riassumendo, l'efficienza delle fusioni gerarchiche è sempre maggiore negli NSC, seguita dagli GC e infine dagli YSC. La causa di questo trend è la differente velocità di fuga tra i vari ammassi. Spin elevati (bassi) tendono a ridurre (aumentare) l'efficienza delle fusioni gerarchiche, ma il loro impatto è particolarmente evidente sia negli GC che negli YSC. Le binarie originali inoltre sono meno efficienti nel produrre la crescita gerarchica quando confrontate con le binarie dinamiche, essendo queste ultime più massive.

Capitolo 3

Processi di Fusione

3.1 Incontri a due corpi, Attrito Dinamico e Collasso Nucleare

Il principale fattore che regola la dinamica dell'ammasso stellare è la forza di gravità. Gli incontri gravitazionali a due corpi tra stelle causano fluttuazioni del potenziale nell'ammasso. Questo, a sua volta, porta a delle modifiche nella struttura dell'ammasso stesso lungo una scala temporale di rilassamento a due corpi definita da Spitzer and Hart (1971):

$$t_{rlx} = 0.34 \frac{\sigma^3}{G^2 \langle m \rangle \rho \ln \Lambda} \quad (3.1)$$

Dove σ è la dispersione di velocità locale dell'ammasso stellare, $\langle m \rangle$ è la massa stellare media dell'ammasso, ρ è la densità di massa locale, G è la costante gravitazionale, $\ln \Lambda \sim 10$ è il logaritmo di Coulomb.

Il tempo di rilassamento a due corpi è il tempo necessario affinché una tipica stella nell'ammasso perda completamente qualunque informazione riguardo la sua velocità iniziale a causa di incontri a due corpi. In un ammasso stellare il tempo di rilassamento è molto minore del tempo di Hubble ($t_{rlx} \sim 10-100\text{Myr}$ in ammassi stellari giovani, Portegies Zwart et al. (2010)), mentre nelle galassie e nelle strutture su larga scala è molto maggiore del tempo di vita dell'universo. È quindi evidente che gli incontri ravvicinati siano più comuni negli ammassi che in altre parti della galassia.

Un altro effetto che la forza gravitazionale applica ai corpi è l'attrito dinamico: un corpo massiccio di massa M che orbita in un mare di particelle più leggere è rallentato lungo la sua orbita da una forza che agisce in un tempo definito da Chandrasekhar (1943):

$$t_{DF}(M) \sim \frac{3}{4(2\pi)^{\frac{1}{2}} G^2 \ln \Lambda} \frac{\sigma^3}{m_{BH} \rho(r)} \quad (3.2)$$

dove m_{BH} è la massa del BH, σ è la velocità di dispersione in tre dimensioni, ρ è la densità di massa al raggio di mezza massa e $\ln \lambda \sim 10$ è il logaritmo di Coulomb.

È evidente che il rilassamento a due corpi e l'attrito dinamico sono guidati dalla stessa forza e sono legate da:

$$t_{DF}(M) \sim \frac{\langle m \rangle}{M} t_{rlx} \quad (3.3)$$

Quindi, l'attrito dinamico avviene lungo tempi molto più brevi del tempo di rilassamento a due corpi e porta ad un accumulo di massa nell'ammasso stellare. Questo processo accelera il collasso del nucleo dell'ammasso e può portare alla cosiddetta instabilità di Spitzer (1969).

Questi tre elementi, rilassamento a due corpi, attrito dinamico e collasso del nucleo giocano un ruolo cruciale nel disegnare la demografia dei BBH all'interno di un ammasso stellare.

3.2 Incontri Singola-Binaria

Preso un sistema binario, possiamo definire la sua energia interna come:

$$E_{int} = \frac{1}{2}\mu v^2 - \frac{Gm_1 m_2}{r}, \quad (3.4)$$

dove $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ è la massa ridotta della binaria (le cui componenti hanno massa m_1 e m_2), v è la velocità relativa tra due membri della binaria e r è la distanza tra i due membri della binaria.

Come dimostrato dalla legge di Keplero: $E_{int} = -E_b = -\frac{Gm_1 m_2}{2a}$, dove E_b è l'energia di legame del sistema binario ed a è il suo semiasse maggiore.

L'energia interna della binaria può essere scambiata con altre stelle solo se la binaria subisce un incontro particolarmente ravvicinato con una di queste. A seguito di detto incontro, i parametri orbitali del sistema binario vengono perturbati dall'intruso. Questo succede solo se la distanza tra una stella singola e la binaria è poche volte la distanza orbitale dei corpi all'interno della binaria.

Definiamo questo incontro tra binaria e stella singola come un incontro a tre corpi. Perché questo evento accada con una frequenza significativa, la binaria si deve trovare in un ambiente abbastanza denso, in quanto la frequenza degli incontri a tre corpi è proporzionale alla densità locale delle stelle. Incontri a tre corpi hanno effetti cruciali sull'evoluzione dei BBH, ed i principali tra essi sono: *indurimento*, *scambio*, *espulsione*.

3.2.1 Indurimento

Se un BBH subisce un certo numero di incontri a tre corpi durante la sua vita, ci aspettiamo che il suo semiasse maggiore si riduca come effetto degli incontri. Questo processo è chiamato indurimento dinamico.

Chiamiamo binarie dure (Heggie, 1975) quelle binarie che hanno un'energia di legame più grande dell'energia cinetica media di una stella nell'ammasso. Secondo la legge di Heggie (1975) le binarie dure tendono a diventare maggiormente legate (indurirsi) attraverso incontri singola-binaria. In altre parole, una frazione dell'energia interna della binaria può essere trasformata in energia cinetica dell'intruso e del centro di massa della binaria durante l'incontro a tre corpi.

Questo significa che la binaria perde energia intera, il che comporta una riduzione del suo semiasse. Ci si aspetta quindi che la maggior parte dei BBH siano binarie dure in quanto i BH sono tra i corpi più massicci in un ammasso, e quindi come conseguenza degli incontri a tre corpi si prevede un indurimento del sistema.

Il processo di indurimento può essere abbastanza efficiente da ridurre la distanza tra i due BH fino a farli entrare in un regime dove l'emissione di GW è efficiente. Un BBH che inizialmente non sia legato abbastanza perché avvenga una fusione può diventare una fonte di GW grazie ad un processo di indurimento dinamico.

La frequenza di indurimento per le binarie dure con semiasse maggiore a può essere stimata come (Heggie (1975)):

$$\frac{da}{dt} = -2\pi G \xi \frac{\rho}{\sigma} a^2, \quad (3.5)$$

dove $\xi \sim 0.1 - 10$ è un parametro di indurimento adimensionale (è stato stimato attraverso esperimenti numerici (Hills, 1983; Quinlan, 1996)), ρ è la densità locale di massa delle stelle, σ è la dispersione di velocità locale e G è la costante di gravità.

Allo stesso modo, la variazione di eccentricità del sistema a causa del processo di indurimento può essere espressa come:

$$\frac{de}{dt} = 2\pi \xi \kappa \frac{G \rho_c}{\sigma} a, \quad (3.6)$$

dove il parametro $\kappa \equiv \frac{de}{d \ln(\frac{1}{a})}$ e può assumere valori compresi tra $\kappa \sim 0.01 - 0.1$

L'indurimento è il principale responsabile per il restringimento delle binarie, fino a quando il loro semiasse maggiore non si riduce abbastanza da permettere l'emissione di GW in modo efficace. Quest'ultimo parametro può essere derivato da Peters (1964):

$$\begin{aligned}\frac{da}{dt} &= -\frac{64}{5} \frac{G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{c^5 (1 - e^2)^{\frac{7}{2}}} a^{-3} f_1(e) \\ \frac{de}{dt} &= -\frac{304}{15} e \frac{G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{c^5 (1 - e^2)^{\frac{5}{2}}} a^{-4} f_2(e),\end{aligned}\quad (3.7)$$

dove

$$\begin{aligned}f_1(e) &= \left(1 + \frac{73}{24} e^2 + \frac{37}{96} e^4\right) \\ f_2(e) &= \left(1 + \frac{121}{304} e^2\right).\end{aligned}\quad (3.8)$$

Combinando le equazioni precedenti è possibile ottenere una stima analitica dell'evoluzione del semiasse maggiore e dell'eccentricità di un BBH che subisca l'effetto di incontri a tre corpi e emissione di GW (Mapelli et al., 2021):

$$\begin{aligned}\frac{da}{dt} &= -2\pi G \xi \frac{\rho}{\sigma} a^2 - \frac{64}{5} \frac{G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{c^5 (1 - e^2)^{\frac{7}{2}}} a^{-3} f_1(e) \\ \frac{de}{dt} &= 2\pi \xi \kappa \frac{G \rho_c}{\sigma} a - \frac{304}{15} e \frac{G^3 m_1 m_2 (m_1 + m_2)}{c^5 (1 - e^2)^{\frac{5}{2}}} a^{-4} f_2(e)\end{aligned}\quad (3.9)$$

Questa equazione risulta vera sotto l'assunzione che la binaria sia di tipo duro, la massa totale della binaria sia molto maggiore della massa media di una stella nell'ammasso e che la maggior parte degli incontri a tre corpi abbiano una piccola probabilità d'impatto. Considerando adesso gli effetti sul semiasse maggiore, la prima parte del termine a destra considera l'effetto dell'indurimento a tre corpi su di esso. Questo è proporzionale a $\frac{da}{dt} \propto -a^2$, indicando che più grande è la binaria, più efficiente è l'indurimento. La seconda parte del termine a destra considera l'energia persa per emissione di onde gravitazionali. È l'approssimazione al primo ordine dei calcoli di Peters (1964). È proporzionale a $\frac{da}{dt} \propto -a^{-3}$, indicando che l'emissione di GW diventa efficiente solo quando due BH sono molto vicini tra loro.

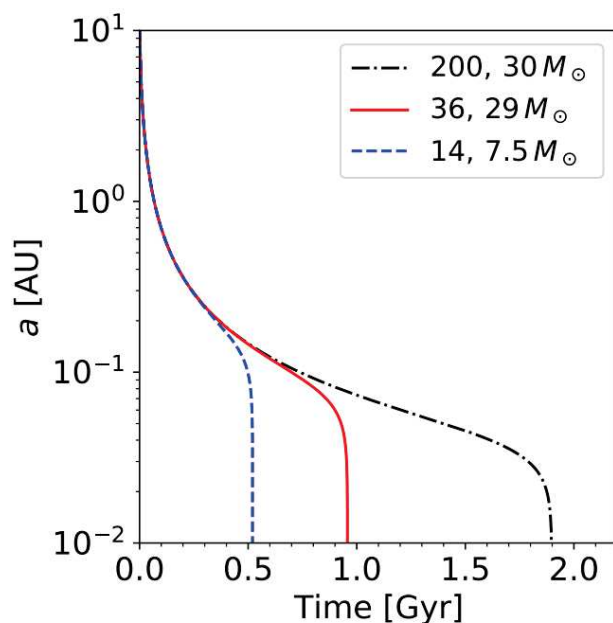


Figura 3.1: Grafico che confronta l'evoluzione del semiasse maggiore di tre diversi BBH al trascorrere del tempo. Linea nera tratteggiata ha componenti $m_1 = 200M_{\odot}$ e $m_2 = 30M_{\odot}$. Linea rossa ha componenti $m_1 = 36M_{\odot}$ e $m_2 = 29M_{\odot}$. Linea blu tratteggiata ha componenti $m_1 = 14M_{\odot}$ e $m_2 = 7.5M_{\odot}$.

Tutte le binarie evolvono attraverso:

- una prima fase in cui l'indurimento dovuto a incontri a tre corpi domina l'evoluzione della binaria;
- una seconda fase nella quale la lunghezza del semiasse maggiore si blocca in quanto gli incontri a tre corpi diventano meno efficienti man mano che il semiasse si riduce, ma allo stesso tempo la binaria è ancora troppo ampia perché l'emissione di GW sia efficiente;
- una terza fase nella quale il semiasse maggiore crolla perché la binaria entra in un regime dove l'emissione di GW è efficiente.

3.2.2 Scambi

Gli scambi dinamici sono incontri a tre corpi durante i quali uno dei membri del sistema binario viene sostituito dall'intruso. Gli scambi possono portare alla formazione di nuovi BBH: se una binaria composta da un BH e da una stella di massa ridotta subisce uno scambio con un singolo BH, questo porterà alla formazione di un nuovo BBH.

Questa è la differenza principale tra i BH nel campo e quegli negli ammassi stellari: un BH che si forma come singolo oggetto nel campo ha ridotte possibilità di diventare membro di un sistema binario attraverso scambi, mentre un singolo BH nel nucleo di un ammasso ha buone probabilità di diventare membro di una binaria attraverso scambi.

Ci si aspetta che gli scambi dinamici portino alla formazione di molti più BBH di quanti ne vengano distrutti, perché la probabilità che un intruso sostituisca uno dei membri del sistema binario è ≈ 0 se l'intruso è meno massiccio di entrambi i membri della binaria, mentre sale improvvisamente a ~ 1 se l'intruso è più massiccio di entrambi i membri (Hills and Fullerton, 1980). Dato che dopo la loro formazione i BH sono tra gli oggetti più massicci in un ammasso, questi sono molto efficienti nell'acquisire compagni attraverso scambi dinamici. Gli scambi sono quindi un meccanismo cruciale per la formazione dinamica di binarie di BH.

Attraverso simulazione dirette di N-corpi, Ziosi et al. (2014) mostrano che $>90\%$ dei BBH in un ammasso giovane si formano attraverso scambi dinamici. Inoltre i BBH formati attraverso scambi avranno alcune caratteristiche distintive rispetto ai BBH di campo (Ziosi et al., 2014):

- i BBH formati attraverso scambi saranno in media più massicci di BBH isolati, questo perché intrusi più massivi avranno maggiore probabilità di acquisire un compagno;
- lo scambio può portare alla formazione di BBH altamente eccentrici. L'eccentricità è poi significativamente ridotta dalla circolarizzazione dell'orbita indotta dalle emissioni di GW, se la binaria entra in un regime dove l'emissione gravitazionale è efficiente;
- I BBH nati attraverso scambi avranno probabilmente spin disallineati: gli scambi e le altre interazioni dinamiche tendono a portare ad un orientamento di spin isotropo rispetto al piano orbitale della binaria, perché le interazioni dinamiche rimuovono ogni forma di allineamento precedente.

Zevin et al. (2017) confronta una serie di simulazioni di binarie di campo con una serie di simulazione di binarie in ammassi, con la stessa formula per la sintesi di popolazione. La differenza maggiore tra le binarie formate per fusione nell'ammasso e quelle di campo è la mancanza di BH con massa $< 10M_{\odot}$ nelle simulazioni dell'ammasso globulare.

Questo è probabilmente dovuto al fatto che gli scambi tendono a distruggere le binarie composte da BH leggeri.

Mentre la massa dei BBH fusi nelle binarie isolate è di $\sim 80M_{\odot}$, le fusioni negli ammassi hanno masse fino a $\sim 130M_{\odot}$. La differenza è dovuta principalmente a due fattori:

- l'evoluzione di una stella singola a bassa metallicità può portare alla formazione di un BH di massa fino a $70M_{\odot}$ se il guscio di idrogeno collassa direttamente nel BH finale;
- in un ammasso le collisioni stellari sono abbastanza comuni e possono portare alla formazione di BH più massicci, anche con massa all'interno dell'intervallo di massa di instabilità di coppia (Di Carlo et al., 2019, 2020a,b).

Disallineamenti nello spin sono un'altra possibile caratteristica discriminante dei BBH di campo e di quelli appartenenti ad un ammasso (Farr et al., 2017, 2018). Ci aspettiamo che un sistema binario isolato nel quale, sia la prima che la seconda componente subiscono un collasso diretto, risulti in un BBH con spin quasi allineati.

In pochi eventi, come GW151226 (Abbott and et al., 2016), GW170729 (Abbott and et al., 2019) e specialmente GW190412 (Abbott et al., 2020b) il valore misurato di χ_{eff} è significativamente maggiore di zero, indicando almeno un allineamento parziale. La maggior parte degli eventi elencati in GWTC-2 hanno χ_{eff} consistente con zero. Questo dato può essere il risultato di spin bassi o disallineati, o anche una combinazione dei due. Per BH formati in binarie ci aspettiamo spin disallineati o quasi isotropi perché ogni allineamento originale viene completamente reimpostato dagli incontri a tre corpi.

Il più recente studio di LVC (Abbott et al., 2021a) mostra che circa dal 12% al 44% dei sistemi BBH hanno spin inclinati più di 90 gradi rispetto al loro momento angolare orbitale, supportando un parametro di spin effettivo negativo. Interessante è GW190412 che ha un livello di spin di precessione non-zero al 90% del livello di confidenza (Abbott et al., 2020b), e GW190521 (Abbott et al., 2020a), il BBH più massiccio registrato mostra una leggera prova di uno spin di precessione non-zero. Questo dato potrebbe supportare la formazione dinamica di questi eventi (Abbott et al., 2020b,a; Romero-Shaw et al., 2020; Fragione et al., 2020).

3.2.3 Formazione diretta a tre corpi di binarie

Negli ammassi stellari più massicci (ammassi globulari, ammassi stellari nucleari), le velocità stellari sono così grandi che gli incontri dinamici possono slegare molti dei sistemi binari originali. La velocità relativa minima v_c tra una stella binaria e un corpo intruso necessaria a slegare la binaria è (Sigurdsson and Phinney, 1995):

$$v_c = \sqrt{\frac{Gm_1m_2(m_1 + m_2 + m_3)}{m_3(m_1 + m_2)a}} \quad (3.10)$$

dove m_1 , m_2 e m_3 sono le masse rispettivamente dei due membri della binaria e dell'intruso, mentre a è il semiasse maggiore della binaria. In questi ambienti estremi, ci si aspetta che la maggior parte dei BBH si formino attraverso incontri diretti a tre corpi (Morscher et al., 2015; Samsing et al., 2017), durante il collasso del nucleo. Ciò porta alla formazione di BBH estremamente legati, che sopravvivono a ulteriore ionizzazione da parte degli intrusi.

La scala temporale per la formazione di binarie attraverso incontri a tre corpi di singoli BH è (Lee, 1995; Antonini and Rasio, 2016):

$$t_{3bb} = 125\text{Myr} \left(\frac{n_c}{10^6 \text{pc}^{-3}} \right)^{-2} \left(\zeta^{-1} \frac{\sigma_{1D}}{30 \text{km s}^{-1}} \right)^9 \left(\frac{m_{BH}}{20 M_\odot} \right)^{-5} \quad (3.11)$$

dove n_c è la densità stellare centrale dell'ammasso, $\sigma_{1D} = \frac{\sigma}{\sqrt{3}}$ è la velocità unidimensionale di dispersione al raggio di metà massa dell'ammasso, m_{BH} è la massa tipica di un BH nell'ammasso stellare e $\zeta = \frac{m_* \sigma^2}{m_{BH} \sigma_{BH}}$.

Il tempo necessario allo scambio dinamico di un BH in sistema binario è (Miller and Lauburg, 2009):

$$t_{12} = 3\text{Gyr} \left(\frac{0.01}{f_{bin}} \right) \left(\frac{10^6 \text{pc}^{-3}}{n_c} \right) \left(\frac{\sigma}{50 \text{km/s}} \right) \left(\frac{12 M_\odot}{m_{BH} + 2m_*} \right) \left(\frac{1 \text{AU}}{a_{hard}} \right), \quad (3.12)$$

dove f_{bin} è la frazione di binarie, m_* è la massa media di una stella nell'ammasso stellare e $a_{hard} = G \frac{m_*}{\sigma^2}$ è il semiasse maggiore minimo di un sistema che sia una binaria dura.

Assumiamo inoltre che, affinché un BBH di tipo dinamico si formi, sia necessario un tempo:

$$t_{dyn} = \max \left\{ t_{form}, [t_{DF} + \min(t_{3bb}, t_{12})] \right\}, \quad (3.13)$$

dove t_{form} è il tempo necessario al collasso della stella progenitrice affinché formi un BH, mentre t_{12} , t_{DF} e t_{3bb} sono definiti rispettivamente da 3.12, 3.2 e 3.11.

Le proprietà dei BBH nati da incontri a tre corpi sono simili a quelle dei BBH formati attraverso scambi dinamici: essi tendono ad essere più massicci dei sistemi binari isolati, avere un'eccentricità iniziale elevata e spin orientati in modo isotropo (Antonini and Gieles, 2020).

Incontri diretti a tre corpi sono probabilmente il canale di formazione più comune dei BBH negli ammassi globulari e negli ammassi stellari nucleari (Morscher et al., 2015), mentre gli scambi singola-binaria sono probabilmente il canale di formazione più comune negli ammassi giovani (Di Carlo et al., 2019; Ziosi et al., 2014).

Negli ammassi giovani, inoltre, gli scambi dinamici hanno effetto sia sui BH già formati che sui loro progenitori stellari.

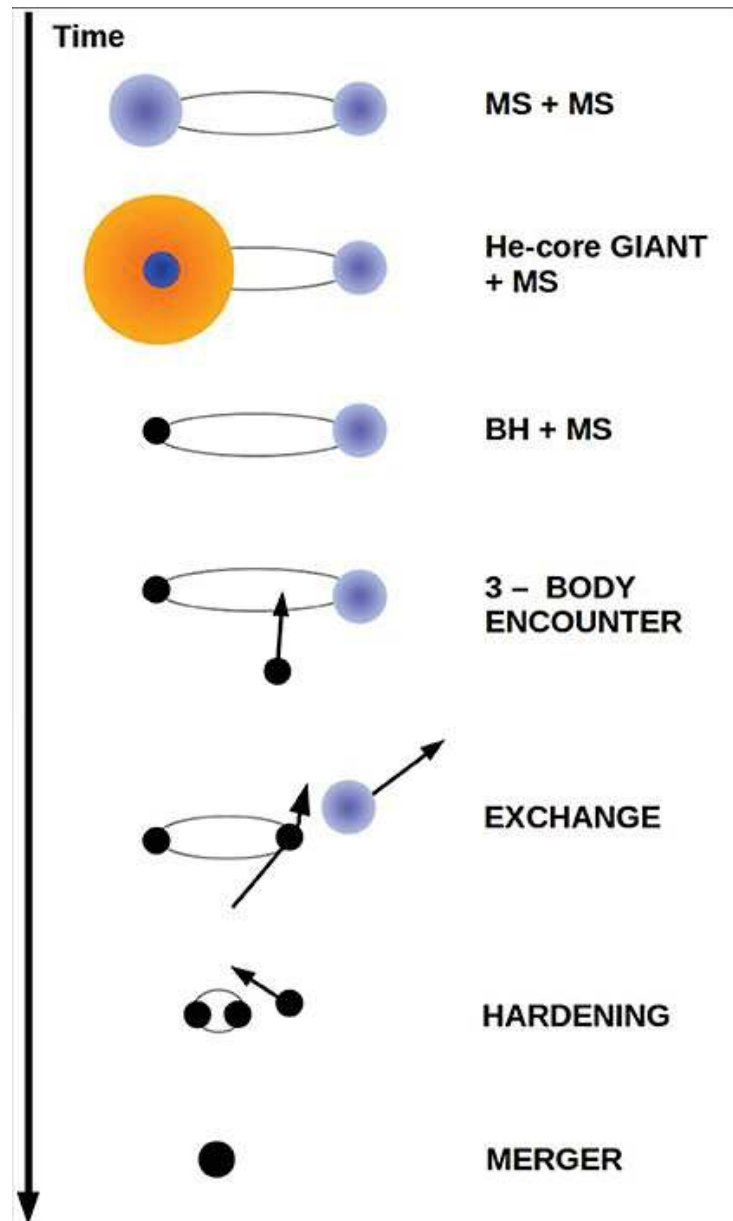


Figura 3.2: Evoluzione temporale di un sistema binario sottoposta a scambio e indurimento. Seguendo la freccia del tempo troviamo: i) il sistema stellare binario originale formato da stelle di sequenza principale; ii) il corpo primario entra nel ramo delle giganti mentre il secondo continua la sua evoluzione lungo la sequenza principale; iii) il corpo primario è adesso un BH che continua ad orbitare assieme alla stella secondaria; iv) il sistema subisce un incontro a tre corpi, che v) provoca l'espulsione del corpo secondario e la creazione di un BBH; vi) Il BBH subisce un effetto di indurimento dinamico in seguito ad ulteriori incontri a tre corpi che ne riduce il semi-asse maggiore; vii) il sistema binario finalmente si fonde.

Capitolo 4

Espulsioni dinamiche

La maggior parte dei BNS, BBH, BH-NS in ammassi giovani sono espulsi prima che si possano fondere (Di Carlo et al., 2019; Rastello et al., 2020) proprio a causa della bassa velocità di fuga. Le espulsioni dinamiche di BNS e BH-NS possono essere una delle possibili cause per l'emissione di raggi gamma brevi che non appartengono a nessuna apparente struttura galattica (Fong and Berger, 2013). In generale, le emissioni di oggetti compatti e binarie di oggetti compatti dai rispettivi ammassi possono essere il risultato di almeno tre differenti processi:

- Rinculo dinamico;
- Espulsioni di SN (Hobbs et al., 2005; Fryer et al., 2012);
- Rinculo dovuto a GW (Lousto and Zlochower, 2009; Campanelli et al., 2007; González et al., 2007)

4.1 Rinculo dinamico

Durante gli incontri a tre corpi, una frazione dell'energia interna della binaria dura viene trasformata in energia cinetica dell'intruso e del centro di massa della binaria. Sia la binaria che l'intruso possono subire un effetto di rinculo a causa di questo trasferimento di energia.

La velocità di rinculo è generalmente dell'ordine di pochi km/s, ma può arrivare a diverse centinaia di km/s. Dato che la velocità di fuga di un ammasso globulare è di ~ 30 km/s e la velocità di fuga in un ammasso stellare giovane o aperto è perfino inferiore, sia la binaria che l'intruso possono essere espulsi, a causa del rinculo, dall'ammasso. Se la binaria e/o l'intruso vengono espulsi, questi diventano oggetti del campo e non possono più partecipare alle dinamiche dell'ammasso. Perciò, non solo il BBH espulso smette di indursi, ma anche l'intruso espulso, se è anch'esso un altro oggetto compatto, perde ogni possibilità di entrare a far parte di un sistema binario attraverso scambio dinamico.

Un'espressione generale per la velocità di rinculo del centro di massa della binaria, se $(m_1 + m_2) \gg \langle m \rangle$ è:

$$v_{rec} \sim \frac{\langle m \rangle}{m_1 + m_2} \sqrt{\frac{2\xi}{(m_1 + m_2 + \langle m \rangle)} E_b}, \quad (4.1)$$

dove $\langle m \rangle$ è la massa media di una stella nell'ammasso, $E_b = \frac{Gm_1m_2}{2a}$ è l'energia di legame della binaria. L'equazione 4.1 può aiutarci a derivare l'energia di legame minima al di sopra della quale una stella binaria viene espulsa durante un incontro singola-binaria (Coleman Miller and Hamilton, 2002):

$$E_{b,min} \sim \frac{(m_1 + m_2)^3}{2\xi \langle m \rangle^2} v_{esc}^2, \quad (4.2)$$

dove v_{esc} è la velocità di fuga dall'ammasso stellare. Un BBH si fonderà all'interno dell'ammasso stellare solo se $E_{b,min} > E_{b,GW}$, dove $E_{b,GW}$ è l'energia di legame minima necessaria a raggiungere la fusione attraverso emissione di GW.

4.2 Espulsioni di SN

Quando prendiamo in considerazione stelle abbastanza massive da poter creare un BH alla fine del loro ciclo di vita, è importante tenere in considerazione l'effetto che l'esplosione di supernova (SN) ha sul BH stesso. In riferimento alle fusioni gerarchiche di BBH è infatti importante considerare la velocità che il BH acquisisce al momento della sua formazione, in quanto se questa dovesse essere maggiore della velocità di fuga dall'ammasso il BH verrà espulso e non potrà più partecipare alle dinamiche di ammasso e ai processi di fusione gerarchica. Il rinculo subito dall'esplosione di SN può essere calcolato come:

$$v_{SN} = v_{H05} \frac{\langle m_{NS} \rangle}{m_{BH}}, \quad (4.3)$$

dove $\langle m_{NS} \rangle = 1.33M_{\odot}$ è la massa media di una stella di neutroni (Özel and Freire, 2016), m_{BH} è la massa del BH, v_{H05} è un numero preso casualmente da una distribuzione di velocità di tipo Maxwelliano basata sul moto di pulsar Galattiche studiate da Hobbs et al. (2005) e adattata ai BH attraverso la conservazione del momento lineare. Se quindi il BH avrà $v_{SN} > v_{esc}$ esso sarà espulso dall'ammasso di appartenenza.

4.3 Rinculo relativistico

Il rinculo dovuto a GW è un rinculo di tipo relativistico che si verifica quando due oggetti compatti si fondono. Esso è il risultato di un trasferimento asimmetrico di momento lineare dovuto ad emissioni di GW (Fitchett, 1983; Lousto et al., 2012) quando la binaria ha componenti di massa asimmetriche e/o spin disallineati. La velocità di espulsione può raggiungere le migliaia di km/s e, in generale, si stima intorno all'ordine delle centinaia di km/s. La velocità data dal rinculo relativistico al prodotto della fusione dei due corpi può essere ricavata da Lousto et al. (2012):

$$v_{kick} = \left(v_m^2 + v_{\perp}^2 + 2v_m v_{\perp} \cos \phi + v_{\parallel}^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.4)$$

dove

$$\begin{aligned} v_m &= A\eta^2 \frac{(1-q)}{(1+q)} (1+B\eta) \\ v_{\perp} &= H \frac{\eta^2}{(1+q)} |\chi_{1\parallel} - q\chi_{2\parallel}| \\ v_{\parallel} &= \frac{16\eta^2}{(1+q)} \left[V_{1,1} + V_A S_{\parallel} + V_B S_{\parallel}^2 + V_C S_{\parallel}^3 \right] \\ &\quad |\chi_{1\perp} - q\chi_{2\perp}| \cos(\phi_{\Delta} - \phi). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Nelle equazioni sopra, $q = \frac{m_2}{m_1}$ con $m_2 \leq m_1$, $\eta = q(1+q)^{-2}$, $A = 1.2 \times 10^4$ km/s, $B = -0.93$, $H = 6.9 \times 10^3$ km/s, $(V_{1,1}, V_A, V_B, V_C) = (3678, 2481, 1792, 1506)$ km/s, mentre $\vec{\chi}_1$ e $\vec{\chi}_2$ sono rispettivamente i vettori di spin adimensionali del primo e del secondo BH. $\chi_{1\parallel}$ ($\chi_{2\parallel}$) è la componente dello spin del primo (secondo) BH parallela al momento angolare del sistema binario, mentre $\chi_{1\perp}$ ($\chi_{2\perp}$) è la componente dello spin del primo (secondo) BH che giace nel piano orbitale. S_{\parallel} è la componente parallela al momento angolare orbitale del vettore $\vec{S} = \frac{2(\vec{\chi}_1 + q^2 \vec{\chi}_2)}{(1+q)^2}$. Infine, ϕ_{Δ} indica l'angolo tra la direzione della caduta al momento della fusione e la componente nel piano di $\vec{\Delta} \equiv \frac{(m_1+m_2)^2(\vec{\chi}_1 - q\vec{\chi}_2)}{(1+q)}$, mentre ϕ è la fase dei BBH stimata tra 0 e 2π .

Se $v_{kick} < v_{esc}$ il corpo nato dalla fusione resterà nell'ammasso stellare, in caso contrario, esso sarà espulso. Una volta espulso, non potrà più acquisire un compagno attraverso incontri a tre corpi e quindi non sarà più considerato nelle dinamiche dell'ammasso.

Le espulsioni dovute a SN e GW possono essere la principale causa che impedisce la fusione di BH di seconda generazione, dove per seconda generazione si intendono i BH che sono nati dalla fusione di due BH piuttosto che dal collasso di una stella.

Negli ammassi globulari, ammassi aperti e giovani, un BH ha buone probabilità di essere espulso da incontri a tre corpi prima che si possa fondere, e ha una probabilità ancora più elevata di essere espulso da un rinculo relativistico dopo la sua fusione. L'unico luogo dove una percentuale abbastanza elevata dei BH formati in seguito ad una fusione possono evitare di essere espulsi a causa del rinculo relativistico sono gli ammassi stellari nucleari, per i quali la velocità di fuga può raggiungere centinaia di km/s (Antonini and Rasio, 2016; Antonini et al., 2019; Fragione and Silk, 2020; Mapelli et al., 2021).

Capitolo 5

Formazione gerarchica di BBH e IMBH

La prima generazione di BBH può formarsi attraverso due canali principali: i) binarie originali, cioè BBH nati da stelle binarie massicce, le quali una volta giunte alla fine del loro ciclo di vita hanno lasciato come unico resto il BBH, e ii) binarie dinamiche, BBH formati da incontri a tre corpi e incontri singola-binaria. Il contributo delle binarie originali è stato spesso ignorato in passato in quanto negli ammassi più densi e massicci una frazione rilevante delle binarie originali viene ionizzata prima che possa formare un BBH (Antonini and Gieles, 2020). Ad ogni modo, specialmente negli ammassi meno massivi ($\geq 10^4 M_\odot$), le binarie originali possono sopravvivere e contribuire a $\lesssim 10\%$ delle fusioni di BBH.

Nel secondo caso, nel momento in cui il sistema subisce incontri a tre corpi, questo può subire un effetto di rinculo dinamico (4.1) che porta il sistema binario verso gli strati esterni dell'ammasso stellare.

A questo punto, possiamo trattare i BBH allo stesso modo, indipendentemente dal fatto che la loro origine sia dinamica o originale.

Essi infatti vengono sottoposti ad un effetto di attrito dinamico che in un tempo t_{DF} (3.2) li porterà ad addensarsi nel nucleo dell'ammasso.

Un BBH in un ammasso stellare è solitamente una binaria dura. Esso subisce dunque un effetto di indurimento dinamico causato dagli altri corpi presenti nell'ammasso come descritto in (3.5). Questo processo continua fino a quando il BBH non entra in un regime in cui l'emissione di GW sia efficace (3.9). In questo caso il BBH si fonde creando un BH più massiccio che subirà questa volta un effetto di rinculo relativistico, come visto nella sezione (4.3).

Anche nel caso in cui $v_{kick} < v_{esc}$, il BH risultante dalla fusione verrà probabilmente portato negli strati più esterni dell'ammasso stellare a causa della spinta ricevuta dal rinculo. Esso dovrà quindi nuovamente "affondare" nelle zone centrali dell'ammasso a seguito di effetti quali l'attrito dinamico prima di avere nuovamente la possibilità di acquisire un compagno attraverso scambi dinamici con altri corpi.

Per ogni resto creato a seguito di una fusione, e ancora legato al proprio ammasso, è quindi possibile calcolare il tempo necessario a tornare nel nucleo dell'ammasso attraverso attrito dinamico tramite l'equazione 3.2. Trascorso il tempo t_{DF} il BH sarà tornato nel nucleo dell'ammasso e potrà acquisire un nuovo compagno attraverso incontri a tre corpi o per scambi dinamici.

Il tempo necessario al BH per formare un nuovo sistema binario con un altro BH sarà quindi il minimo tra t_{3bb} (3.11) e t_{12} (3.12).

Definiamo quindi il tempo totale necessario alla formazione di un BBH di seconda generazione come:

$$t_{dyn,ng} = t_{merg} + t_{DF} + \min(t_{3bb}, t_{12}), \quad (5.1)$$

dove t_{merg} è il tempo necessario alla formazione e alla fusione della precedente generazione di BBH. Ovviamente il tempo necessario affinché avvenga tutto questo processo deve essere $t_{dyn,ng} < \min(t_{SC}, t_{Hubble})$

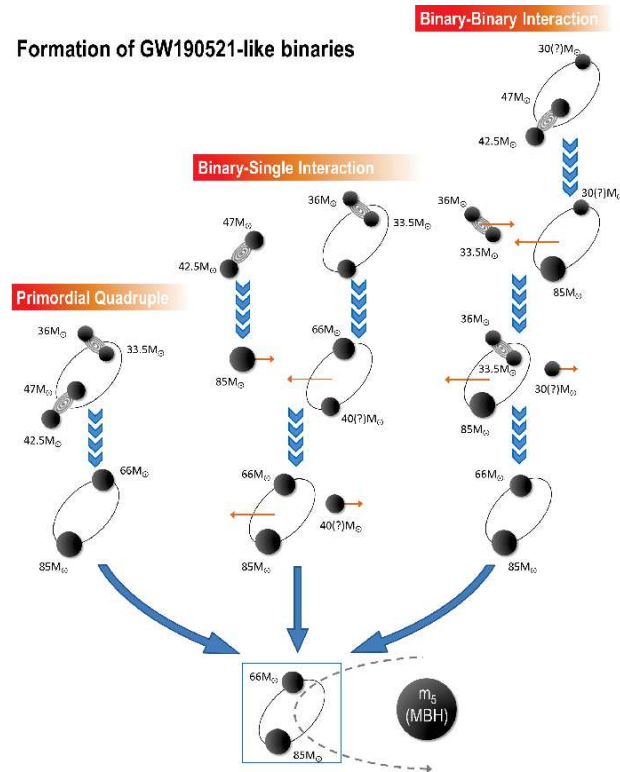


Figura 5.1: Grafico che riassume ed illustra tre dei possibili canali di formazione di BBH che portano ad eventi simili a GW190521. Partendo da sinistra abbiamo un due sistemi di BBH che orbitano l'uno attorno all'altro. I BBH formano reciprocamente un BH di $85M_{\odot}$ e $66M_{\odot}$ in seguito alla fusione dei progenitori che costituiscono un nuovo sistema binario. Al centro è rappresentato il processo di scambio dinamico che avviene tra un BH di $85M_{\odot}$ e un BBH. La componente meno massiva del BBH viene espulsa e sostituita dal corpo estraneo più massivo. A destra invece abbiamo un sistema binario composto da un BH di $85M_{\odot}$ e uno di $30M_{\odot}$. Il corpo meno massivo viene sostituito da un sistema binario di BH, complessivamente più massivo, che finirà col fondersi e formare e formare un BH di $66M_{\odot}$ che rimarrà in orbita attorno al BH di $85M_{\odot}$ e creando così un nuovo BBH.

Se il BH di seconda generazione si fonde in un tempo relativamente breve, quindi, il corpo risultante riceverà nuovamente un rinculo relativistico. Nel caso in cui la velocità data dal rinculo non fosse nuovamente abbastanza elevata da superare la velocità di fuga dall'ammasso, il ciclo si ripeterà nuovamente.

Successivamente il BBH nuovamente formato inizia il processo di indurimento attraverso incontri a tre corpi. Questo processo può avvenire attraverso diverse generazioni di BH fino all'eventuale formazione di un buco nero di massa intermedia (IMBH).

I BH di massa intermedia sono definiti come BH di massa compresa tra $100 \leq m_{BH} \leq 10^4 M_{\odot}$. Essi possono formarsi dal collasso diretto di una stella estremamente massiccia avente una bassa metallicità. Altri canali di formazione sono stati suggeriti per gli IMBH e molti di questi considerano dinamiche che avvengono negli ammassi stellari.

È ad esempio stato suggerito che i IMBH possano formarsi anche in ammassi più vecchi (eg. ammassi globulari) attraverso ripetute fusioni di BH più piccoli (Coleman Miller and Hamilton, 2002; Giersz et al., 2015; Antonini et al., 2019).

Proponiamo di seguito un breve riassunto dei tempi scala che hanno maggiore rilevanza nell'analisi che stiamo facendo, utilizzati da Mapelli et al. (2021) nel definire le scale temporali significanti all'interno del processo di fusione gerarchica:

- per le binarie dinamiche (originali), t_{form} è il tempo che intercorre tra la formazione della stella progenitrice

(sistema binario di stelle) e la formazione del BH (BBH);

- l'equazione 3.2 definisce il tempo cala della resistenza dinamica t_{DF} ;
- per le binarie dinamiche di prima generazione e le binarie di n generazione, t_{3bb} definito da 3.11 è il tempo scala necessario alla formazione di un BBH attraverso incontri a tre corpi;
- in riferimento alle binarie dinamiche di prima generazione e per le binarie di n generazione, t_{12} definito da 3.12 è il tempo necessario alla formazione di un BBH attraverso scambi dinamici;
- t_{dyn} è il tempo totale necessario a formare un BBH dinamico di prima generazione 3.13;
- $t_{dyn,ng}$ è il tempo totale necessario a formare un BBH di generazione n 5.1 considerando la natura e l'evoluzione delle generazioni precedenti;
- definiamo t_{del} come il tempo trascorso tra la formazione del BBH (che sia essa per evoluzione della binaria originale o per interazioni dinamiche) e la sua fusione per emissione di GW. Durante questo tempo, la binaria si evolve secondo le equazioni 3.9 se ancora all'interno dell'ammasso e secondo l'equazione 14? dopo essere stata espulsa o dopo l'evaporazione dell'ammasso stellare;
- indichiamo come t_{merg} il tempo totale trascorso fino alla fusione di un BBH. Per le generazioni n di BBH, $t_{merg,ng}$ include i tempi evolutivi delle generazioni precedenti;
- definiamo t_{SC} come il tempo di vita dell'ammasso stellare.

Il suddetto scenario presenta un grande vantaggio, che è quello di non dipendere dall'evoluzione stellare. Se quindi il BH resta all'interno dell'ammasso, siamo sicuri che questo crescerà in massa attraverso fusioni.

Ci sono comunque tre principali problematiche che si presentano nel momento in cui esaminiamo lo scenario suggerito e che sono già state viste nel capitolo 4:

- il BBH può essere espulso a causa del rinculo dinamico causato dagli incontri a tre corpi. Il rinculo diventa più forte col diminuire della separazione orbitale (4.2). Il BBH eviterà l'espulsione per rinculo dinamico solo se abbastanza massivo ($> 50M_{\odot}$ per un ammasso globulare denso (Colpi et al., 2003)). Se il BBH viene espulso, il ciclo si rompe e non si formerà alcun IMBH;
- un effetto ancora più importante è il rinculo relativistico. Esso può raggiungere centinaia di km/s (Lousto and Zlochower, 2009), portando all'espulsione del BH dall'ammasso (Holley-Bockelmann et al., 2008). Anche in questo caso il ciclo si conclude e non si forma alcun IMBH;
- infine, anche se il BBH non è espulso, questo scenario è relativamente poco efficace: partendo da un BH di $\sim 50M_{\odot}$, sono richiesti diversi miliardi di anni affinché avvenga la formazione di un IMBH di $\sim 500M_{\odot}$ (Coleman Miller and Hamilton, 2002).

5.1 Formazione di buchi neri di massa intermedia attraverso collisioni runaway

Lo scenario delle collisioni runaway è plausibile se consideriamo le prime fasi dell'evoluzione di un ammasso stellare, quando le stelle massicce sono ancora vive (il tempo di vita di una stella di $\sim 30M_{\odot}$ è $\sim 6\text{Myrs}$).

La formazione di BH massivi attraverso collisioni runaway è stata originariamente suggerita circa mezzo secolo fa (Colgate, 1967; Sanders, 1970) ed è stata successivamente elaborata da diversi autori (Portegies Zwart et al., 1999; Portegies Zwart and McMillan, 2002; Giersz et al., 2015; Mapelli, 2016).

L'idea che sta alla base di questo concetto è la seguente:

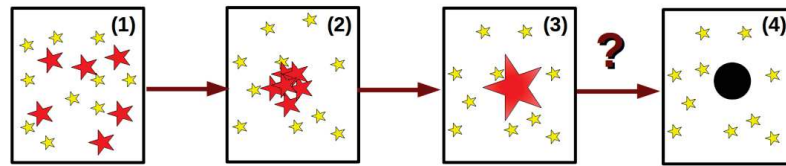


Figura 5.2: Schema raffigurante il meccanismo di formazione di BH attraverso collisioni di stelle di tipo runaway. i) Diverse stelle massicce sono presenti nell'ammasso; ii) a causa dell'effetto di attrito dinamico le stelle più massicce tendono ad addensarsi nel nucleo dell'ammasso; iii) le collisioni tra stelle massicce portano alla formazione di una stella molto massiccia ($\gg 100M_{\odot}$); iv) è possibile che la stella estremamente massiccia collassi direttamente in un BH.

in ammassi stellari densi, l'attrito dinamico (Chandrasekhar, 1943) porta le stelle più massicce a decelerare a causa della resistenza esercitata dai corpi più leggeri attraverso un tempo $t_{DF}(M) \sim (\frac{m}{M})t_{rlx}$. Dato che la scala temporale per il rilassamento a due corpi in un ammasso giovane può essere tanto breve quanto $t_{rlx} \sim 10 - 100M_{\odot}$ (Portegies Zwart et al., 2010), per una stella con massa $M \geq 40M_{\odot}$ stimiamo $t_{DF} \leq 2.5Myr$: la resistenza dinamica è quindi particolarmente efficace in ammassi stellari giovani densi e massicci.

A causa della resistenza dinamica quindi, le stelle più massicce vengono trasportate nel nucleo dell'ammasso prima che diventino BH.

Se le stelle più massicce in un ammasso stellare giovane abbastanza denso affondano al centro dell'ammasso per attrito dinamico in un tempo minore del loro tempo di vita, allora la loro densità nel nucleo diventerà estremamente elevata. Ciò rende le collisioni tra stelle massicce estremamente probabili. Effettivamente, simulazioni dirette di N-corpi mostrano che le collisioni tra stelle procedono rapidamente portando alla formazione di una stella molto massiccia ($\gg 100M_{\odot}$) (Portegies Zwart and McMillan, 2002).

Questo processo presenta principalmente due problemi:

- non sappiamo quanta massa venga persa durante le collisioni;
- è sconosciuta anche la quantità di massa persa da ogni stella a causa dei venti stellari.

Simulazioni idrodinamiche di collisioni stellari (Gaburov et al., 2008, 2010) mostrano che le stelle super massicce possono perdere fino a circa il 25% della loro massa durante le collisioni. Anche se ottimisticamente potessimo assumere che la massa non venga persa durante e/o dopo la collisione, la stella massiccia risultante sarà comunque dominata principalmente da pressione radiativa e ci si aspetta che perda una parte significativa della sua massa attraverso venti stellari.

Studi recenti, che includono anche l'effetto della componente di Eddington sulla perdita della massa (Mapelli, 2016; Spera and Mapelli, 2017) mostrano che i IMBH non possono formarsi da collisioni runaway di stelle aventi metallicità solare. Quando consideriamo metallicità minori ($Z < 0.1Z_{\odot}$) circa il 10-30% delle collisioni runaway prodotte in un ammasso stellare giovane possono risultare nella formazione di IMBH attraverso collasso diretto.

La maggior parte dei corpi prodotti da collisioni runaway non diventano IMBH ma producono BH relativamente massivi ($\sim 20 - 90M_{\odot}$) (Mapelli, 2016). Se questi rimangono all'interno dell'ammasso stellare, detti BH potranno a loro volta avviare un processo di crescita attraverso fusione gerarchica, come visto nella sezione precedente.

Le simulazioni Monte Carlo di Giersz et al. (2015) mostrano che sia lo scenario delle collisioni runaway che quello delle fusioni ripetute possono verificarsi in un ammasso stellare: i IMBH formati per collisioni runaway si formano nei primi Myr di vita dell'ammasso e crescono in massa molto efficacemente, mentre i IMBH nati in seguito a fusioni ripetute si formano più tardi ($> 5Gyr$) e la loro crescita è meno efficiente.

Mapelli (2016) mostra che tutte le binarie stabili formate da collisioni runaway sono BBH e perciò sono possibili sorgenti importanti per la produzione di GW nelle frequenze rilevate dagli osservatori Ligo-Virgo.

5.1.1 Modelli alternativi per la formazione di BH e IMBH nei nuclei galattici

Ulteriori modelli prevedono la formazione di IMBH nei nuclei galattici. Ad esempio Miller and Davies (2012) propone che i IMBH possano crescere efficacemente nei nuclei galattici attraverso la cattura mareale di stelle (runaway), presupponendo una velocità di dispersione nell'ammasso stellare nucleare $> 40\text{km/s}$. Al di sotto di questa velocità critica, le stelle binarie possono sostenere il sistema e resistere al collasso del nucleo, riducendo quindi l'aumento della densità centrale e portando all'espulsione dei BH più massivi.

Sopra questa soglia, la densità stellare può crescere abbastanza velocemente, facendo in modo che ci sia un aumento di catture mareali e di collisioni tra BH e stelle.

Le catture mareali sono più efficienti delle collisioni tra BH-stella nel creare IMBH in quanto, la frequenza di crescita di massa della prima è proporzionale a $\dot{m}_{IMBH} \propto m_{IMBH}^{\frac{4}{3}}$ (dove m_{IMBH} è la massa del IMBH di partenza), mentre la frequenza di crescita della seconda è proporzionale a $\dot{m}_{IMBH} \propto m_{IMBH}$ (Stone et al., 2016).

Inoltre McKernan et al. (2012) suggeriscono che i IMBH possano crescere efficacemente in un disco di accrescimento di un SMBH. Negli ammassi stellari nucleari i corpi intrappolati nel disco di accrescimento sono soggetti a due effetti: eccitazione orbitale dovuta al riscaldamento dinamico degli incontri con altre stelle e smorzamento orbitale, dovuto alla resistenza del gas. Ci si aspetta che lo smorzamento dinamico sia più efficiente dell'eccitazione orbitale, riducendo la velocità relativa tra i membri dell'ammasso stellare nucleare e aumentando la frequenza di collisione.

Questo fenomeno favorisce la crescita di IMBH attraverso accrezione del gas e collisioni stellari multiple, portando ad uno scenario di "fusione gerarchica a gas".

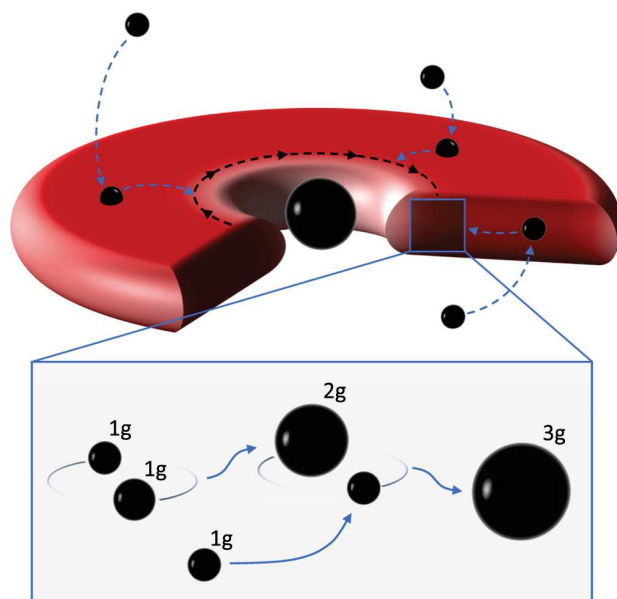


Figura 5.3: processo di fusione gerarchica di BH all'interno del disco di accrescimento di un SMBH. I BH, rallentati dal gas presente nel disco di accrescimento, hanno una probabilità più elevata di collidere e formare, quindi, più generazioni di BH.

Una considerazione finale è, che vale la pena menzionare il fatto che tutti gli scenari di formazione di IMBH discussi qui, quindi:

- collisioni runaway di stelle massicce;
- fusioni gerarchiche di BH;
- BH intrappolati in dischi di accrescimento di nuclei galattici attivi (AGN),

possono funzionare anche come un possibile meccanismo di formazione per eventi quali GW190521.

Dette dinamiche possono anche portare alla formazione di BH con massa nell'intervallo di instabilità di coppia e con spin elevati. Questi BH sono nati in ambienti stellari densi, dove hanno la possibilità di acquisire compagni attraverso eventi dinamici e formare BBH con spin orientati in modo isotropo (Abbott et al., 2020a).

5.2 Riassunto delle dinamiche e problemi ancora aperti

In questa tesi abbiamo voluto concentrarci sul processo di fusione gerarchica di BBH che avviene all'interno degli ammassi stellari. Essendo questo processo reso possibile da diversi fattori, ci siamo proposti dunque, di scomporre il "processo" in diversi capitoli. Nel primo capitolo abbiamo quindi visto quali sono gli ambienti in cui la percentuale di formazione di BBH è maggiore, descrivendoli brevemente per poi concentrarci sui dati ottenuti da diverse simulazioni, che non solo dimostrano che è possibile raggiungere un numero N_g di generazioni, ma anche che questo numero dipende dal tipo di ammasso stellare preso in considerazione.

Nella seconda parte ci siamo invece concentrati sui processi fisici e dinamici che portano alla fusione di un BBH spaziando dall'attrito dinamico agli incontri a tre corpi e i loro tempi caratteristici.

Abbiamo inoltre visto che i BH risultanti dalla fusione, quegli originati in seguito ad un'esplosione di supernova e gli stessi sistemi binari possono subire un effetto di rinculo, e che questo può non solo portare il BH negli strati più esterni dell'ammasso, ma anche espellere il corpo e immerterlo nel campo galattico, terminando così il suo processo di fusione gerarchica.

Utilizzando quindi le nozioni elencate in questi capitoli, abbiamo infine descritto brevemente il processo di fusione gerarchica, partendo da un sistema binario originale o dinamico, e seguendolo attraverso le prime due generazioni di BH fino alla possibile formazione di un IMBH.

Abbiamo inoltre elencato alcuni modelli alternativi che possono spiegare la formazione di IMBH, tra i quali il processo di collisioni di stelle runaway e le fusioni attraverso il disco di accrescimento di un SMBH.

Il motivo per cui in questa tesi ci siamo concentrati sulla formazione gerarchica di buchi neri riguarda il fatto che questo processo è tra i migliori candidati a spiegare molti degli eventi osservati dagli interferometri LIGO e VIRGO.

Come abbiamo visto, già diversi modelli possono fornire risultati coerenti con le osservazioni. Quello che è però interessante è il margine di miglioramento che questi modelli hanno. Il poter integrare nelle simulazioni non solo processi dinamici che riguardino i BH, ma anche considerare le caratteristiche delle stelle presenti nell'ammasso quali spin e metallicità e la stessa evoluzione che, le stelle, e quindi l'ammasso stesso subiscono nel tempo.

Un'altra considerazione importante è che, i processi di fusione gerarchica potrebbero spiegare eventuali segnali provenienti non solo da ammassi stellari, ma anche all'esterno di una struttura galattica definita. Come abbiamo visto, i BBH hanno una possibilità di essere espulsi dal rinculo dinamico, quindi è possibile che sistemi particolarmente massivi, che vengono oggi osservati all'esterno di un ammasso, e che non sono spiegabili attraverso le nostre conoscenze riguardanti i processi di fusione di binarie originali, siano in realtà il risultato di un'espulsione dinamica durante il processo di fusione gerarchica. Un modo per distinguere la natura del BBH osservato è ad esempio il valore dello spin delle due componenti o il valore dell'eccentricità dell'orbita. Le binarie originali tendono infatti ad avere un'eccentricità minore di quelle dinamiche a causa dell'impatto del processo di evoluzione della binaria stessa. Un'ulteriore distinzione è che le binarie originali tendono ad avere spin allineati mentre le binarie di origine dinamica avranno probabilmente spin disallineati rispetto al piano orbitale dei due corpi.

Sarà inoltre interessante comparare in futuro gli attuali modelli con le osservazioni congiunte di LIGO, VIRGO e KAGRA alla ricerca di un IMBH. Sebbene infatti questi tipi di BH siano rari anche nei modelli, essi sono previsti dalla teoria. Al giorno d'oggi però non c'è ancora un riscontro osservativo di questi oggetti. L'eventuale rilevamento di un IMBH potrà creare una nuova base per testare e verificare la nostra conoscenza dell'universo oltre che a confermare finalmente l'esistenza di questi oggetti. In questo campo la teoria delle fusioni gerarchiche di BBH sarà specialmente messa alla prova nel confronto tra dati e osservazioni.

Capitolo 6

Conclusioni

Terminiamo questa tesi ponendoci, come obiettivo, quello di approfondire in futuro lo studio dei BBH. Come sottolineato in precedenza, questi sistemi acquisteranno un'importanza crescente nei prossimi anni grazie allo sviluppo di nuovi interferometri (LISA), al miglioramento delle tecniche utilizzate per l'analisi dati e al ruolo centrale che avranno nel sondare le teorie fisiche sulle quali si basa la nostra comprensione dell'universo.

Ad esempio, un'applicazione interessante delle conoscenze acquisite potrebbe essere l'utilizzare i dati ottenuti da simulazioni come quelle sviluppate da Mapelli et al. (2021) per evidenziare eventuali trend nel processo di fusione gerarchica, come ad esempio la dipendenza della massa del BH di generazione n dal tipo di ammasso di appartenenza, e usare questo dato come limite superiore per l'iterazione di eventuali nuovi modelli e/o la ricerca di BBH che possano confermare tale risultato. Ulteriori analisi potrebbero concentrarsi sulla comparazione dei risultati nei diversi ammassi stellari, o su quanto vari l'efficienza del processo di fusione gerarchica al cambiare di parametri quali: metallicità, spin, età dell'ammasso e percentuale di sistemi binari originali.

Altri studi, di carattere molto più tecnico di quanto esposto in questa tesi, potrebbero invece concentrarsi sulla simulazione degli eventi rilevati dagli interferometri Ligo-Virgo-Kagra, tentando di riprodurre le condizioni finali dei BH in coalescenza, e cercare di riprodurre il segnale osservato.

Bisogna infine ricordare che al momento stiamo osservando solo dei limitati intervalli di frequenza. I rivelatori LIGO, ad esempio, sono stati progettati per essere sensibili alle onde gravitazionali nella banda di frequenza 40-7000 Hz, mentre VIRGO è sensibile in un più ampio range, da 10 a 10000 Hz. L'osservatorio LISA, il cui lancio è previsto per il 2034, ci permetterà invece di aprire una finestra sull'intervallo di frequenze dai 0.1 mHz ai 100 mHz, banda nella quale l'universo è fortemente dominato dalla presenza di sorgenti di GW e che potrà portare alla rilevazione di un segnale prodotto da un SMBH.

È questo quindi un periodo estremamente eccitante per essere un astrofisico, non solo per i risultati già ottenuti, che ci permettono di avere un riscontro osservativo nel momento in cui andiamo a testare una nuova teoria, cosa che era impossibile fino a neanche un decennio fa, ma anche in previsione di sviluppi futuri grazie a nuove missioni che andranno ad espandere la nostra conoscenza dei processi di fusione di oggetti compatti.

Bibliografia

- Abbott, B. P. and et al. (2016). Gw151226: Observation of gravitational waves from a 22-solar-mass binary black hole coalescence. *Phys. Rev. Lett.*, 116:241103.
- Abbott, B. P. and et al. (2019). Gwtc-1: A gravitational-wave transient catalog of compact binary mergers observed by ligo and virgo during the first and second observing runs. *Phys. Rev. X*, 9:031040.
- Abbott, R., Abbott, T., Abraham, S., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adhikari, R., Adya, V., Affeldt, C., Agathos, M., and et al. (2020a). Gw190412: Observation of a binary-black-hole coalescence with asymmetric masses. *Physical Review D*, 102(4).
- Abbott, R., Abbott, T. D., Abraham, S., Acernese, F., Ackley, K., Adams, A., Adams, C., Adhikari, R. X., Adya, V. B., Affeldt, C., and et al. (2021a). Population properties of compact objects from the second ligo–virgo gravitational-wave transient catalog. *The Astrophysical Journal Letters*, 913(1):L7.
- Abbott, R., Abbott, T. D., Abraham, S., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adhikari, R. X., Adya, V. B., Affeldt, C., Agathos, M., and et al. (2020b). Properties and astrophysical implications of the 150 m binary black hole merger gw190521. *The Astrophysical Journal*, 900(1):L13.
- Abbott, R., Abbott, T. D., and et al. (2021b). Observation of gravitational waves from two neutron star–black hole coalescences. *The Astrophysical Journal Letters*, 915(1):L5.
- Antonini, F. and Gieles, M. (2020). Population synthesis of black hole binary mergers from star clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 492(2):2936–2954.
- Antonini, F., Gieles, M., and Gualandris, A. (2019). Black hole growth through hierarchical black hole mergers in dense star clusters: implications for gravitational wave detections. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 486(4):5008–5021.
- Antonini, F. and Rasio, F. A. (2016). MERGING BLACK HOLE BINARIES IN GALACTIC NUCLEI: IMPLICATIONS FOR ADVANCED-LIGO DETECTIONS. *The Astrophysical Journal*, 831(2):187.
- Banerjee, S. (2017). Stellar-mass black holes in young massive and open stellar clusters and their role in gravitational-wave generation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467(1):524–539.
- Banerjee, S., Baumgardt, H., and Kroupa, P. (2009). Stellar-mass black holes in star clusters: implications for gravitational wave radiation. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402(1):371–380.
- Bartos, I., Kocsis, B., Haiman, Z., and Márka, S. (2017). Rapid and bright stellar-mass binary black hole mergers in active galactic nuclei. *The Astrophysical Journal*, 835(2):165.
- Böker, T., Laine, S., van der Marel, R. P., Sarzi, M., Rix, H.-W., Ho, L. C., and Shields, J. C. (2002). A [ital]hubble space telescope[/ital] census of nuclear star clusters in late-type spiral galaxies. i. observations and image analysis. *The Astronomical Journal*, 123(3):1389–1410.

- Campanelli, M., Lousto, C., Zlochower, Y., and Merritt, D. (2007). Large merger recoils and spin flips from generic black hole binaries. *The Astrophysical Journal*, 659(1):L5–L8.
- Chandrasekhar, S. (1943). Dynamical Friction. I. General Considerations: the Coefficient of Dynamical Friction. , 97:255.
- Coleman Miller, M. and Hamilton, D. P. (2002). Production of intermediate-mass black holes in globular clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 330(1):232–240.
- Colgate, S. A. (1967). Stellar Coalescence and the Multiple Supernova Interpretation of Quasi-Stellar Sources. , 150:163.
- Colpi, M., Mapelli, M., and Possenti, A. (2003). Probing the presence of a single or binary black hole in the globular cluster ngc 6752 with pulsar dynamics. *The Astrophysical Journal*, 599(2):1260–1271.
- Di Carlo, U. N., Giacobbo, N., Mapelli, M., Pasquato, M., Spera, M., Wang, L., and Haardt, F. (2019). Merging black holes in young star clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 487(2):2947–2960.
- Di Carlo, U. N., Mapelli, M., Bouffanais, Y., Giacobbo, N., Santoliquido, F., Bressan, A., Spera, M., and Haardt, F. (2020a). Binary black holes in the pair instability mass gap. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 497(1):1043–1049.
- Di Carlo, U. N., Mapelli, M., Giacobbo, N., Spera, M., Bouffanais, Y., Rastello, S., Santoliquido, F., Pasquato, M., Ballone, A., Trani, A. A., Tornamenti, S., and Haardt, F. (2020b). Binary black holes in young star clusters: the impact of metallicity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 498(1):495–506.
- F Acernese, M. A. and et al. (2014). Advanced virgo: a second-generation interferometric gravitational wave detector. *Classical and Quantum Gravity*, 32(2):024001.
- Farr, B., Holz, D. E., and Farr, W. M. (2018). Using spin to understand the formation of LIGO and virgo’s black holes. *The Astrophysical Journal*, 854(1):L9.
- Farr, W. M., Stevenson, S., Miller, M. C., Mandel, I., Farr, B., and Vecchio, A. (2017). Distinguishing spin-aligned and isotropic black hole populations with gravitational waves. *Nature*, 548(7668):426–429.
- Ferrarese, L., Côté, P., Dalla Bontà, E., Peng, E. W., Merritt, D., Jordán, A., Blakeslee, J. P., Haşegan, M., Mei, S., Piatek, S., Tonry, J. L., and West, M. J. (2006). A Fundamental Relation between Compact Stellar Nuclei, Supermassive Black Holes, and Their Host Galaxies. , 644(1):L21–L24.
- Fitchett, M. J. (1983). The influence of gravitational wave momentum losses on the centre of mass motion of a Newtonian binay system. , 203:1049–1062.
- Fong, W. and Berger, E. (2013). The Locations of Short Gamma-Ray Bursts as Evidence for Compact Object Binary Progenitors. , 776(1):18.
- Fragione, G., Loeb, A., and Rasio, F. A. (2020). On the origin of gw190521-like events from repeated black hole mergers in star clusters. *The Astrophysical Journal*, 902(1):L26.
- Fragione, G. and Silk, J. (2020). Repeated mergers and ejection of black holes within nuclear star clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 498(4):4591–4604.
- Fryer, C. L., Belczynski, K., Wiktorowicz, G., Dominik, M., Kalogera, V., and Holz, D. E. (2012). COMPACT REMNANT MASS FUNCTION: DEPENDENCE ON THE EXPLOSION MECHANISM AND METALLICITY. *The Astrophysical Journal*, 749(1):91.

- Gaburov, E., Lombardi, J. C., J., and Portegies Zwart, S. (2008). Mixing in massive stellar mergers. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 383(1):L5–L9.
- Gaburov, E., Lombardi, J. C., and Zwart, S. P. (2010). On the onset of runaway stellar collisions in dense star clusters – II. Hydrodynamics of three-body interactions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 402(1):105–126.
- Giersz, M., Leigh, N., Hypki, A., Lützgendorf, N., and Askar, A. (2015). MOCCA code for star cluster simulations – IV. A new scenario for intermediate mass black hole formation in globular clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454(3):3150–3165.
- González, J. A., Spherhake, U., Brüggemann, B., Hannam, M., and Husa, S. (2007). Maximum kick from nonspinning black-hole binary inspiral. *Phys. Rev. Lett.*, 98:091101.
- Gratton, R., Bragaglia, A., Carretta, E., D’Orazi, V., Lucatello, S., and Sollima, A. (2019). What is a globular cluster? an observational perspective. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 27(1).
- Harris, W. E., Harris, G. L. H., and Alessi, M. (2013). A catalog of globular cluster systems: What determines the size of a galaxy’s globular cluster population? *The Astrophysical Journal*, 772(2):82.
- Heggie, D. C. (1975). Binary evolution in stellar dynamics. , 173:729–787.
- Hills, J. G. (1983). The effect of low-velocity, low-mass intruders (collisionless gas) on the dynamical evolution of a binary system. , 88:1269–1283.
- Hills, J. G. and Fullerton, L. W. (1980). Computer simulations of close encounters between single stars and hard binaries. , 85:1281–1291.
- Hobbs, G., Lorimer, D. R., Lyne, A. G., and Kramer, M. (2005). A statistical study of 233 pulsar proper motions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360(3):974–992.
- Holley-Bockelmann, K., Gültekin, K., Shoemaker, D., and Yunes, N. (2008). Gravitational Wave Recoil and the Retention of Intermediate-Mass Black Holes. , 686(2):829–837.
- Lee, H. M. (1995). Evolution of galactic nuclei with 10-M black holes. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 272(3):605–617.
- Lousto, C. O. and Zlochower, Y. (2009). Modeling gravitational recoil from precessing highly spinning unequal-mass black-hole binaries. *Physical Review D*, 79(6).
- Lousto, C. O., Zlochower, Y., Dotti, M., and Volonteri, M. (2012). Gravitational recoil from accretion-aligned black-hole binaries. *Phys. Rev. D*, 85:084015.
- Mapelli, M. (2016). Massive black hole binaries from runaway collisions: the impact of metallicity. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 459(4):3432–3446.
- Mapelli, M., Colpi, M., Possenti, A., and Sigurdsson, S. (2005). The fingerprint of binary intermediate-mass black holes in globular clusters: suprathermal stars and angular momentum alignment. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 364(4):1315–1326.
- Mapelli, M., Dall’Amico, M., Bouffanais, Y., Giacobbo, N., Arca Sedda, M., Artale, M. C., Ballone, A., Di Carlo, U. N., Iorio, G., Santoliquido, F., and et al. (2021). Hierarchical black hole mergers in young, globular and nuclear star clusters: the effect of metallicity, spin and cluster properties. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 505(1):339–358.

- McKernan, B., Ford, K. E. S., Lyra, W., and Perets, H. B. (2012). Intermediate mass black holes in AGN discs – I. Production and growth. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 425(1):460–469.
- Miller, M. C. and Davies, M. B. (2012). An upper limit to the velocity dispersion of relaxed stellar systems without massive black holes. *The Astrophysical Journal*, 755(1):81.
- Miller, M. C. and Lauburg, V. M. (2009). Mergers of Stellar-Mass Black Holes in Nuclear Star Clusters. , 692(1):917–923.
- Morscher, M., Pattabiraman, B., Rodriguez, C., Rasio, F. A., and Umbreit, S. (2015). THE DYNAMICAL EVOLUTION OF STELLAR BLACK HOLES IN GLOBULAR CLUSTERS. *The Astrophysical Journal*, 800(1):9.
- Peters, P. C. (1964). Gravitational radiation and the motion of two point masses. *Phys. Rev.*, 136:B1224–B1232.
- Portegies Zwart, S. F., Makino, J., McMillan, S. L. W., and Hut, P. (1999). Star cluster ecology. III. Runaway collisions in young compact star clusters. , 348:117–126.
- Portegies Zwart, S. F., McMillan, S. L., and Gieles, M. (2010). Young massive star clusters. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48(1):431–493.
- Portegies Zwart, S. F. and McMillan, S. L. W. (2002). The runaway growth of intermediate-mass black holes in dense star clusters. *The Astrophysical Journal*, 576(2):899–907.
- Quinlan, G. D. (1996). The dynamical evolution of massive black hole binaries i. hardening in a fixed stellar background. *New Astronomy*, 1(1):35–56.
- Rastello, S., Mapelli, M., Di Carlo, U. N., Giacobbo, N., Santoliquido, F., Spera, M., Ballone, A., and Iorio, G. (2020). Dynamics of black hole–neutron star binaries in young star clusters. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 497(2):1563–1570.
- Romero-Shaw, I., Lasky, P. D., Thrane, E., and Bustillo, J. C. (2020). Gw190521: Orbital eccentricity and signatures of dynamical formation in a binary black hole merger signal. *The Astrophysical Journal*, 903(1):L5.
- Samsing, J., MacLeod, M., and Ramirez-Ruiz, E. (2017). Formation of Tidal Captures and Gravitational Wave Inspirals in Binary-single Interactions. , 846(1):36.
- Sanders, R. H. (1970). The Effects of Stellar Collisions in Dense Stellar Systems. , 162:791.
- SF, P. and McMillan, S. (2000). Black hole mergers in the universe. *The Astrophysical journal*, 528:L17–L20.
- Sigurdsson, S. and Phinney, E. S. (1995). Dynamics and Interactions of Binaries and Neutron Stars in Globular Clusters. , 99:609.
- Spera, M. and Mapelli, M. (2017). Very massive stars, pair-instability supernovae and intermediate-mass black holes with the sevn code. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 470(4):4739–4749.
- Spitzer, Lyman, J. (1969). Equipartition and the Formation of Compact Nuclei in Spherical Stellar Systems. , 158:L139.
- Spitzer, Lyman, J. and Hart, M. H. (1971). Random Gravitational Encounters and the Evolution of Spherical Systems. I. Method. , 164:399.
- Stone, N. C. and Metzger, B. D. (2015). Rates of stellar tidal disruption as probes of the supermassive black hole mass function. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 455(1):859–883.

- Stone, N. C., Metzger, B. D., and Haiman, Z. (2016). Assisted inspirals of stellar mass black holes embedded in AGN discs: solving the ‘final au problem’. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 464(1):946–954.
- Zevin, M., Pankow, C., Rodriguez, C. L., Sampson, L., Chase, E., Kalogera, V., and Rasio, F. A. (2017). Constraining formation models of binary black holes with gravitational-wave observations. *The Astrophysical Journal*, 846(1):82.
- Ziosi, B. M., Mapelli, M., Branchesi, M., and Tormen, G. (2014). Dynamics of stellar black holes in young star clusters with different metallicities – II. Black hole–black hole binaries. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 441(4):3703–3717.
- Özel, F. and Freire, P. (2016). Masses, radii, and the equation of state of neutron stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54(1):401–440.