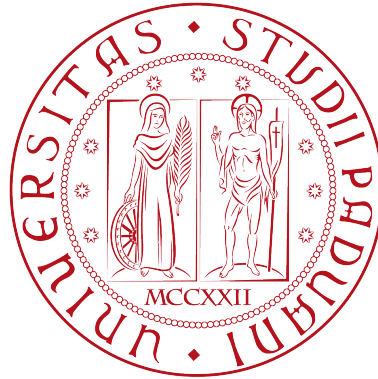


Università degli Studi di Padova



Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea

Formazione gerarchica di buchi neri in ammassi stellari

Relatrice:
Prof.ssa Michela Mapelli

Laureando:
Lorenzo Noel Gorza

Anno Accademico 2022/2023

Abstract

In questa tesi sono descritti i principali processi legati allo scenario di formazione dinamica di BBHs in ambienti dinamicamente attivi, che possono innescare la formazione di BHs massicci attraverso coalescenze gerarchiche o collisioni stellari multiple. Vengono poi analizzati i canali di formazione dinamica di BBHs all'interno di NSCs, confrontando in particolare i tempi scala associati alle interazioni a tre corpi e agli scambi dinamici, attraverso delle simulazioni ottenute con il codice FASTCLUSTER.

Indice

Introduzione	7
1 Ambienti dinamicamente attivi	9
1.1 Tempo-scala di rilassamento	9
1.2 Attrito dinamico	10
2 Effetti dinamici sui BBHs	11
2.1 Interazioni binaria-singola	11
2.2 Hardening	11
2.3 Scambi dinamici	13
2.4 Espulsione	13
2.5 Risonanza di Kozai-Lidov	15
2.6 Formazione di BBHs da incontri diretti a tre corpi	15
2.7 Instabilità di Spitzer	16
3 Formazione gerarchica di BBHs e IMBHs	19
3.1 Runaway collision di stelle massicce	19
3.2 Coalescenze ripetute in ammassi globulari	20
3.3 Modelli alternativi per BHs massicci e formazione di IMBHs nei nuclei galattici .	21
4 Risultati originali	23
5 Conclusioni	27
Bibliografia	27

Introduzione

I buchi neri di massa stellare (BHs) sono il risultato del collasso di una stella massiccia nelle fasi finali della sua evoluzione. L'importanza dello studio di questo tipo di oggetti astrofisici risiede nella possibilità di corroborare ed ampliare le attuali teorie e di eventualmente rigettare quelle che non resistono alla prova dei fatti. Dalla scoperta nel 1971 del buco nero di Cygnus X-1, la ricerca di buchi neri stellari si è concentrata prevalentemente nell'identificazione di oggetti compatti in binarie X con masse eccedenti i valori massimi delle stelle di neutroni. In questo tipo di binarie, la radiazione nel dominio dei raggi X ha origine nella parte più interna del disco di accrescimento attorno all'oggetto compatto. Negli ultimi decenni inoltre, il microlensing gravitazionale è diventato un importante strumento astrofisico che, sfruttando la deviazione della luce, indotta dalla presenza di un corpo isolato posto lungo la linea di vista tra sorgente e osservatore, ha permesso la scoperta di diversi candidati buchi neri [24]. Con le rivelazioni degli interferometri LIGO ottenute il 14 settembre 2015 si è aperta una finestra completamente nuova per lo studio di oggetti compatti in ambito astrofisico e potenzialmente anche cosmologico [37]. Il segnale registrato durante questo evento, chiamato in seguito GW150914, è stata la prima rilevazione diretta della coalescenza di un sistema binario di buchi neri (BBH) nonché la conferma dell'esistenza delle onde gravitazionali predette da Einstein quasi 100 anni prima, come conseguenza della sua teoria della Relatività Generale. Le onde gravitazionali (GWs) sono infatti delle increspature della trama dello spazio-tempo che si propagano alla velocità della luce e hanno origine da eventi particolarmente energetici in cui grandi masse vengono accelerate o deformate, come nel caso di interazioni gravitazionali tra stelle di neutroni o buchi neri. Negli ultimi cinque anni, le collaborazioni LIGO-Virgo (LVC) e successivamente LIGO-Virgo-KAGRA, hanno permesso la rilevazione di un numero sempre maggiore di segnali di GWs. L'analisi delle GWs è di fondamentale importanza perché permette di ottenere informazioni sulla natura dell'evento che le ha generate e di ricavare sia proprietà intrinseche, quali massa, spin e tasso di coalescenza che estrinseche come posizione, distanza e orientamento sul piano orbitale degli oggetti compatti della binaria sorgente. Nel corso dei periodi osservativi O1, O2, O3a e O3b, la frequenza delle scoperte è cresciuta proporzionalmente all'aumentare della sensibilità dei rivelatori. Nel terzo catalogo GWTC-3 si contano attualmente 90 eventi osservati dall'inizio della LVC [1].

Capitolo 1

Ambienti dinamicamente attivi

Un ambiente dinamicamente attivo è un sistema denso ($\rho \gtrsim 10^3$ stelle pc^{-3}) in cui le interazioni fra stelle sono molto probabili. In questo contesto, l'evoluzione dei BBHs è guidata dalla dinamica collisionale. Gli ammassi stellari costituiscono un ottimo esempio di ambienti dinamicamente attivi ad elevata densità con una bassa dispersione di velocità ($\sigma \sim 10 - 33$ km/s). Ne esistono di diversi tipi:

- Ammassi globulari (GCs): sono sistemi stellari vecchi (~ 12 Gyr) prevalentemente molto massicci ($M_{\text{sc}} \geq 10^4 M_{\odot}$) ad alta densità ($\rho_c \geq 10^4 M_{\odot}\text{pc}^{-3}$). Essi costituiscono circa l'1% della massa barionica dell'Universo locale. A causa delle instabilità dovute alle forti variazioni di densità tra le regioni centrali e quelle più esterne, al loro interno avvengono processi dinamici particolarmente intensi [23];
- Ammassi stellari giovani (YSCs): sono sistemi stellari giovani ($\lesssim 100$ Myr) relativamente densi ($\rho_c > 10^3 M_{\odot}\text{pc}^{-3}$) e luogo più comune di formazione di stelle massicce [19]. Nelle fasi finali della loro vita, in cui l'evaporazione del gas o le interazioni mareali con la galassia ospite portano l'ammasso a dissolversi, il contenuto stellare viene disperso nel campo galattico. È ragionevole per cui pensare che un'ampia frazione dei BBHs isolati, abbia avuto origine negli YSCs e abbia quindi partecipato alla dinamica dell'ammasso. Parte degli YSCs che resiste all'evaporazione e alla distruzione mareale si evolve in ammassi aperti;
- Ammassi stellari nucleari (NSCs): sono sistemi stellari che giacciono nei nuclei galattici. Gli NSCs sono piuttosto comuni nelle galassie e sono generalmente più massicci e densi degli GCs. Possono inoltre coesistere con buchi neri super massicci (SMBHs). I BHs che si formano nelle regioni più interne di una galassia possono rimanere intrappolati nel disco di accrescimento di un SMBH centrale, innescando processi di coalescenza.

1.1 Tempo-scala di rilassamento

Il tempo impiegato da una stella per perdere completamente l'informazione relativa alla sua velocità iniziale, una volta raggiunto l'equilibrio, in seguito ad una mutua interazione tra due corpi, è descritto dal tempo-scala di rilassamento:

$$t_{\text{rlx}} = 0.34 \frac{\sigma^3}{G^2 \langle m \rangle \rho \ln \Lambda} \quad (1.1)$$

dove σ è la dispersione di velocità locale dell'ammasso stellare, $\langle m \rangle$ è la massa media di una stella nell'ammasso, ρ è la densità locale dell'ammasso, G la costante di gravitazione universale e $\ln \Lambda \sim 10$ è il logaritmo di Coulomb [47]. Nei sistemi collisionali, pertanto anche negli ammassi stellari, t_{rlx} è molto più breve del tempo di Hubble mentre nelle strutture a larga scala, il tempo di rilassamento supera il tempo di vita dell'Universo.

1.2 Attrito dinamico

Un corpo massiccio di massa M che orbita in mezzo ad altre particelle più leggere risente di una forza di attrito dinamica che ne rallenta il moto come conseguenza dell'attrazione esercitata dalla regione di sovradensità che si crea in seguito al suo passaggio [4]. Il tempo-scala che descrive l'attrito dinamico è dato da:

$$t_{\text{DF}}(M) = \frac{3}{4(2\pi)^{1/2}G^2 \ln \Lambda} \frac{\sigma^3}{M\rho(r)} \quad (1.2)$$

dove $\rho(r)$ è la densità di massa in funzione della distanza r . Analogamente al tempo-scala di rilassamento, anche l'attrito dinamico è una conseguenza della forza di gravità. Queste due quantità sono legate dalla relazione:

$$t_{\text{DF}}(M) \sim \frac{\langle m \rangle}{M} t_{\text{rlx}}. \quad (1.3)$$

È evidente che l'attrito dinamico agisce in un tempo scala molto più breve rispetto al processo di rilassamento e questo porta ad una stratificazione della massa negli ambienti densi, in cui gli oggetti più massicci si sposteranno maggiormente verso il centro mentre quelli più leggeri tenderanno verso le zone più esterne. Questa segregazione di massa accelera il collasso del nucleo dell'ammasso stellare e può innescare l'instabilità di Spitzer [46] che verrà trattata nel capitolo successivo.

Capitolo 2

Effetti dinamici sui BBHs

I fenomeni dinamici hanno un ruolo cruciale nel determinare la demografia dei BBHs negli ammassi stellari.

2.1 Interazioni binaria-singola

L'energia associata ad un sistema binario è data dalla relazione:

$$E_{\text{int}} = \frac{1}{2}\mu\nu^2 - \frac{Gm_1m_2}{r} \quad (2.1)$$

dove $\mu = \frac{m_1m_2}{m_1+m_2}$ è la massa ridotta della binaria, ν è la velocità relativa tra le due componenti di massa m_1 e m_2 ed r è la distanza tra di esse.

Dalle leggi di Keplero inoltre: $E_{\text{int}} = -E_b = \frac{-Gm_1m_2}{2a}$, dove E_b è l'energia di legame del sistema binario con semiasse maggiore a . L'energia interna della binaria viene scambiata attraverso interazioni gravitazionali con altre stelle vicine. Un incontro ravvicinato tra una stella e un BBH viene definito interazione a tre corpi se la distanza tra di essi è dell'ordine della separazione orbitale delle due componenti della binaria. Poiché il tasso di incontri a tre corpi scala con la densità locale di stelle, questo effetto dinamico avviene ad una frequenza non-trascurabile solo in ambienti densi. Le interazioni a tre corpi hanno effetti cruciali sui BBH.

2.2 Hardening

Se un sistema binario prende parte a diversi incontri a tre corpi durante il suo tempo di vita, il suo semiasse maggiore si restringerà a causa di una progressiva perdita di energia data dal susseguirsi di questo tipo di interazioni. Una frazione dell'energia interna del sistema viene infatti trasferita al terzo corpo e al centro di massa della binaria come energia cinetica. Tale processo prende il nome di *hardening* dinamico. Le binarie con energia di legame maggiore dell'energia cinetica media di una stella in un ammasso vengono chiamate binarie dure (*hard binaries*). Ci riferisce invece alle binarie molli (*soft binaries*) nel caso contrario. In accordo con la Legge di Heggie [13], le binarie dure tendono ad indurirsi diventando sempre più legate, e il tasso al quale si restringe il semiasse maggiore della binaria è dato da:

$$\frac{da}{dt} = -2\pi\xi\frac{G\rho}{\sigma}a^2, \quad (2.2)$$

dove a è il semiasse maggiore della binaria, $\xi \sim 0.1 - 10$ un parametro adimensionale di hardening stimato attraverso modelli numerici [14], ρ la densità di massa stellare locale, σ la dispersione di velocità locale e G la costante gravitazionale. Le interazioni gravitazionali alterano anche l'eccentricità orbitale e del sistema come conseguenza dello scambio di energia interna. Tale variazione può essere espressa mediante la relazione:

$$\frac{de}{dt} = 2\pi\xi\kappa\frac{G\rho}{\sigma}a, \quad (2.3)$$

dove $\kappa \equiv \frac{de}{d\ln(\frac{1}{a})}$ è un parametro associato al tasso di crescita dell'eccentricità [38].

Poiché i BHs sono tra i corpi più massicci all'interno degli ammassi stellari, ci si aspetta che la maggior parte dei BBHs siano binarie dure. Il processo di hardening dinamico può restringere i BBHs fino al regime di emissione di GWs. La circolarizzazione dell'orbita del sistema binario che avviene mediante emissione di GWs è descritta da [34]:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{64}{5}\frac{G^3m_1m_2(m_1+m_2)}{c^5a^3(1-e^2)^{7/2}}f_1(e) \quad (2.4)$$

$$\frac{de}{dt} = -\frac{304}{15}e\frac{G^3m_1m_2(m_1+m_2)}{c^5a^4(1-e^2)^{5/2}}f_2(e) \quad (2.5)$$

dove

$$f_1(e) = \left(1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4\right) \quad (2.6)$$

e

$$f_2(e) = \left(1 + \frac{121}{304}e^2\right) \quad (2.7)$$

sono funzioni che dipendono dall'eccentricità e .

Combinando le equazioni (2.2), (2.3), (2.4) e (2.5), è possibile descrivere l'evoluzione di un sistema binario soggetto agli effetti combinati di hardening dinamico e emissione di GWs [26]:

$$\frac{da}{dt} = -2\pi\xi\frac{G\rho}{\sigma}a^2 - \frac{64}{5}\frac{G^3m_1m_2(m_1+m_2)}{c^5a^3(1-e^2)^{7/2}}f_1(e) \quad (2.8)$$

$$\frac{de}{dt} = 2\pi\xi\kappa\frac{G\rho}{\sigma}a - \frac{304}{15}e\frac{G^3m_1m_2(m_1+m_2)}{c^5a^4(1-e^2)^{5/2}}f_2(e), \quad (2.9)$$

nell'assunzione in cui la binaria sia dura e la sua massa totale sia molto maggiore della massa stellare media dell'ammasso. Si può notare come l'hardening, descritto dalla prima parte del termine a destra nelle equazioni sia efficiente per valori grandi del semiasse maggiore a e come invece per a piccoli, domini l'emissione di GWs descritto dal secondo termine di destra.

2.3 Scambi dinamici

Gli scambi dinamici sono incontri gravitazionali a tre corpi in cui una delle componenti del sistema binario viene sostituita dal terzo corpo interagente con il sistema. Attraverso l'interazione tra una binaria composta da un BH e una stella poco massiccia con un BH isolato, questo meccanismo può portare alla formazione di nuovi BBHs. Ciò costituisce una differenza fondamentale tra i singoli BHs nel campo galattico, che hanno una probabilità trascurabile di diventare membri di sistemi binari e i BHs in ambienti dinamicamente attivi, che possono frequentemente interagire con altri corpi e prendere quindi parte a scambi dinamici. Assumendo che il *core* dell'ammasso sia dominato da binarie stellari, il tempo-scala caratteristico associato allo scambio dinamico tra un BH singolo e una stella binaria è:

$$t_{12} = 3 \text{ Gyr} \left(\frac{0.01}{f_{\text{bin}}} \right) \left(\frac{10^6 \text{ pc}^{-3}}{n_c} \right) \left(\frac{\sigma}{50 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{12 M_{\odot}}{m_{\text{BH}} + 2 m_*} \right) \left(\frac{1 \text{ AU}}{a_{\text{hard}}} \right) \quad (2.10)$$

dove f_{bin} è la frazione delle binarie e $a_{\text{hard}} = G m_*/\sigma^2$ il semiasse maggiore minimo di un sistema binario indurito [32].

Si pensa che i BBHs che si formano con gli scambi siano molti più di quanti ne vengano distrutti perché la probabilità che un membro della binaria venga sostituito da un terzo corpo è ≈ 0 se questo è meno massiccio di entrambe le componenti, mentre diventa ~ 1 nel caso in cui sia più massiccio di uno dei due membri e dal momento che i BHs sono tra i corpi più massicci in un ammasso stellare, essi sono molto efficienti ad acquisire un compagno attraverso questo tipo di interazione. Gli scambi dinamici sono quindi di cruciale importanza nella formazione dinamica di BBHs. Attraverso delle simulazioni dirette di sistemi a N-corpi è stato dimostrato [51] che più del 90% dei BBHs negli YSC si forma proprio mediante questo meccanismo. I BBHs formati attraverso scambi dinamici presentano alcune caratteristiche distintive rispetto ai BBHs di campo galattico [51]:

- i BBHs formati via scambi saranno mediamente più massicci di quelli isolati perché gli intrusi più massicci hanno maggiori possibilità di acquisire un compagno;
- gli scambi innescano la formazione di BBHs con eccentricità elevata; l'eccentricità viene poi ridotta significativamente dalla circolarizzazione una volta che la binaria entra nel regime di emissione di GWs;
- i BBHs nati da scambi hanno una maggiore probabilità di avere spin disallineati a causa delle interazioni dinamiche che portano le direzioni di spin a distribuirsi in modo isotropico, rimuovendo le informazioni di allineamenti precedenti.

Il confronto di serie di simulazioni di binarie di campo con binarie in ammassi globulari ottenute a partire dallo stesso codice di sintesi di popolazione di Zevin et al. (2017, [49]), ha messo in evidenza come nel caso di ammassi globulari ci sia una carenza di BBHs coalescenti con una massa inferiore a $10 M_{\odot}$. Questo fatto è spiegabile considerando che gli scambi tendono a distruggere le binarie composte da BH leggeri.

2.4 Espulsione

A causa dello scambio di energia che avviene in un'interazione a tre corpi, sia la binaria indurita che l'intruso coinvolti subiscono un rinculo. La velocità ad esso associata è in generale entro

l'ordine della decina di km s^{-1} ma può arrivare anche a diverse centinaia di km s^{-1} . Poiché la velocità di fuga di un ammasso globulare è $\sim 30 \text{ km s}^{-1}$ e quella di ammassi stellari giovani o ammassi aperti è ulteriormente inferiore, sia la binaria che il terzo corpo interagente possono essere espulsi dall'ammasso di origine. In questo scenario, essi diventano oggetti di campo e pertanto non partecipano più alla dinamica dell'ammasso stellare. Ciò comporta non solo un arresto del processo di hardening del BBH, ma anche l'impossibilità da parte dell'intruso espulso di formare nuove binarie attraverso scambi dinamici.

Un'espressione generale per la velocità di rinculo v_{rec} del centro di massa della binaria, nel caso in cui $m_1 + m_2 \gg \langle m \rangle$, è data da:

$$v_{\text{rec}} \sim \frac{\langle m \rangle}{m_1 + m_2} \sqrt{\frac{2\xi}{m_1 + m_2 + \langle m \rangle} E_{\text{b}}}, \quad (2.11)$$

dove m_1 e m_2 sono le masse delle due componenti della binaria, $\langle m \rangle$ la massa media di una stella dell'ammasso, E_{b} l'energia di legame.

Questa equazione permette di derivare l'energia minima di legame $E_{\text{b,min}}$ al di sopra della quale una stella binaria può venire espulsa in seguito ad un incontro a tre corpi [31]:

$$E_{\text{b,min}} \sim \frac{(m_1 + m_2)^3}{2\xi \langle m \rangle^2} v_{\text{esc}}^2 \quad (2.12)$$

dove v_{esc} è la velocità di fuga dall'ammasso stellare. Un BBH potrà fondersi all'interno dell'ammasso solo se $E_{\text{b,min}} > E_{\text{b,GW}}$, dove $E_{\text{b,GW}}$ è l'energia minima di legame per raggiungere una coalescenza mediante emissione di GWs. La maggior parte dei sistemi binari di oggetti compatti in ammassi stellari giovani viene espulsa dinamicamente prima della coalescenza.

Se la binaria raggiunge la coalescenza, il residuo può ricevere un rinculo relativistico causato da una perdita asimmetrica di momento lineare durante l'emissione di GWs che si verifica quando la binaria ha delle componenti con masse diseguali e/o spin disallineati. La spinta prodotta può raggiungere velocità dell'ordine di migliaia di km s^{-1} , ben più che sufficiente ad espellere il BH residuo dall'ammasso stellare.

Durante le fasi finali dell'evoluzione di stelle sufficientemente massicce da permettere la formazione di oggetti compatti, inoltre, l'esplosione di supernovae (SNe) può produrre una spinta (*natal kick*) del residuo compatto come conseguenza di asimmetrie nel flusso di neutrini o negli ejecta [10]. I *natal kicks* hanno un effetto cruciale nell'evoluzione di un sistema binario di oggetti compatti poiché possono modificarne i parametri orbitali o comportare un'espulsione di un membro della binaria nel caso in cui la spinta sia maggiore della velocità di fuga della stessa.

Le espulsioni via processi dinamici, rinculo relativistico e *natal kicks* costituiscono dunque il principale ostacolo alla formazione di BHs di seconda generazione via fusioni gerarchiche.

In ammassi globulari, ammassi aperti e ammassi stellari giovani, un BH ha molte possibilità di venire espulso da incontri a tre corpi prima di una coalescenza [31] e un'elevata probabilità di venire espulso dal rinculo relativistico dopo la fusione [26, 42]. L'unico luogo dove dei BHs coalescenti possono evitare un'espulsione via rinculo relativistico sono gli ammassi stellari nucleari, la cui velocità di fuga può raggiungere centinaia di km s^{-1} [3, 2, 7, 31].

2.5 Risonanza di Kozai-Lidov

Si stima che un elevato numero di stelle si trovi in sistemi gerarchici tripli, in cui un terzo corpo orbita attorno ad una binaria, con un semiasse maggiore molto più grande di quest'ultima [40, 41]. Se l'orbita del terzo corpo è inclinata rispetto al piano dell'orbita del sistema interno, si verifica un'oscillazione periodica di eccentricità e inclinazione dell'orbita della binaria che prende il nome di risonanza di Kozai-Lidov (KL) [18, 21]. Il semiasse maggiore della binaria interna non viene alterato dalla risonanza KL perché non avviene uno scambio di energia con il terzo corpo. Questo meccanismo è di fondamentale importanza nello studio di binarie di oggetti compatti poiché i cicli KL possono innescare coalescenze via emissione di GWs [17]. Per fusioni di questo tipo, il tempo scala caratteristico è descritto da [34]:

$$t_{\text{GW}} \approx 2 \text{ Gyr} \left(\frac{a_b}{0.01 \text{ au}} \right)^4 (1 - e_b^2)^{7/2} \left(\frac{1 M_\odot}{m_1} \right) \left(\frac{1 M_\odot}{m_2} \right) \left(\frac{2 M_\odot}{m_1 + m_2} \right) \quad (2.13)$$

dove a_b è il semiasse maggiore della binaria interna, e_b la sua eccentricità, m_1 e m_2 le masse rispettive delle due componenti. Data la forte dipendenza di t_{GW} da e_b , è evidente che se il valore dell'eccentricità della binaria tende all'unità, la fusione può avvenire in tempi molto brevi. La caratteristica distintiva principale delle fusioni di sistemi soggetti a risonanze KL è infatti il mantenimento di un'eccentricità significativamente non nulla fino al regime di emissioni di GWs nell'intervallo di frequenze rivelabili da LIGO-Virgo.

2.6 Formazione di BBHs da incontri diretti a tre corpi

Le velocità stellari medie negli ammassi stellari più massicci (GCs, NSCs) sono così elevate da poter slegare le stelle binarie originarie attraverso incontri dinamici. La velocità relativa minima ν_c tra una stella e un intruso necessaria per spezzare una binaria è espressa da [44]:

$$\nu_c = \sqrt{\frac{G m_1 m_2 (m_1 + m_2 + m_3)}{m_3 (m_1 + m_2) a}} \quad (2.14)$$

dove m_1 , m_2 e m_3 sono rispettivamente le masse delle due componenti della binaria e quella dell'intruso, mentre a è il semiasse maggiore della binaria.

In ambienti estremi di questo tipo con un'elevata densità di BHs, ci si aspetta che la formazione della maggior parte dei BBHs mediante incontri diretti a tre corpi [33, 42] abbia luogo durante il collasso del nucleo e che quindi le binarie siano molto indurite e dunque in grado di resistere a ulteriori ionizzazioni da parte di intrusi. Il tempo-scala per la formazione di binarie attraverso incontri diretti a tre corpi è [3, 20, 12, 7]:

$$t_{3\text{bb}} = 125 \text{ Myr} \left(\frac{10^6 \text{ pc}^{-3}}{n_c} \right)^2 \left(\zeta^{-1} \frac{\sigma_{1\text{D}}}{30 \text{ km s}^{-1}} \right)^9 \left(\frac{20 M_\odot}{m_{\text{BH}}} \right)^5 \quad (2.15)$$

dove n_c è la densità centrale del cluster, $\sigma_{1\text{D}} = \sigma / \sqrt{3}$ è la dispersione di velocità 1-dimensionale al raggio di metà massa (nell'assunzione di una distribuzione isotropa delle velocità stellari), σ la dispersione di velocità tridimensionale e

$$\zeta = \frac{m_* \sigma^2}{m_{\text{BH}} \sigma_{\text{BH}}^2} \quad (2.16)$$

un parametro in cui m_* è la massa stellare media nell'ammasso e σ_{BH} la dispersione di velocità associata a BHs massicci di massa m_{BH} . Se è possibile assumere l'equipartizione del sistema $\zeta = 1$, al contrario, se agisce invece l'instabilità di Spitzer $\zeta < 1$. Le proprietà dei BBHs nati da singoli incontri a tre corpi sono simili a quelli dei BBHs formati via scambi dinamici: tendono ad avere masse maggiori rispetto alle binarie isolate ed eccentricità elevate con spin orientati isotropicamente. Gli incontri diretti a tre corpi sono probabilmente il canale di formazione di BBHs più comune all'interno di GCs e NSCs [33], mentre gli scambi binaria-singola costituiscono il canale di formazione più comune negli YSCs. In particolare negli YSCs, gli scambi dinamici influenzano sia i BHs già formati che i loro progenitori stellari.

2.7 Instabilità di Spitzer

Si consideri un sistema stellare sferico caratterizzato da due popolazioni le cui masse stellari medie sono rispettivamente m_1 e m_2 , con $m_2 > m_1$. La massa totale è M_1 per la popolazione leggera e M_2 per quella pesante. In accordo con il teorema del viriale, le velocità quadratiche medie $\langle v_1^2 \rangle$ e $\langle v_2^2 \rangle$, rispettivamente per le stelle della prima e della seconda popolazione sono date da [46]:

$$\langle v_1^2 \rangle \sim \frac{GM_1}{r_1} + \frac{G}{M_1} \int_0^\infty \frac{\rho_1 M_2(\vec{r})}{\vec{r}} dV \quad (2.17)$$

$$\langle v_2^2 \rangle \sim \frac{GM_2}{r_2} + \frac{G}{M_2} \int_0^\infty \frac{\rho_2 M_1(\vec{r})}{\vec{r}} dV \quad (2.18)$$

dove ρ_i è la densità delle stelle di massa m_i alla distanza \vec{r} dal centro, $M_i(\vec{r})$ è la corrispondente massa totale entro il raggio \vec{r} , r_i è il raggio contenente metà della i -esima massa e dV è l'elemento di volume. Nell'assunzione in cui $M_1 \gg M_2$, il secondo termine di destra della prima equazione tende a zero. Al raggiungimento dell'equilibrio termico con le stelle circostanti, quelle più pesanti rallentano e si spostano verso il centro del sistema mentre quelle più leggere, assorbendo energia, arrivano ad avere orbite sempre più grandi. La condizione di equipartizione è descritta da:

$$m_1 \langle v_1^2 \rangle = m_2 \langle v_2^2 \rangle. \quad (2.19)$$

Inserendo (2.17) e (2.18) in questa equazione ed esprimendo $M_1(\vec{r}) \sim \rho_{01} r^3$, con ρ_{01} densità centrale di stelle di massa m_1 , si ha:

$$\frac{M_2}{M_1} \left(\frac{m_2}{m_1} \right)^{3/2} = \frac{\left(\frac{\rho_{m1}}{\rho_{m2}} \right)^{1/2}}{\left(1 + \alpha \frac{\rho_{m1}}{\rho_{m2}} \right)^{3/2}} \quad (2.20)$$

dove $\rho_{m1} \sim \frac{M_1}{r_1^3}$ e $\rho_{m2} \sim \frac{M_2}{r_2^3}$ sono le densità di stelle di massa m_1 e m_2 entro i raggi r_1 e r_2 contenenti rispettivamente la metà delle stelle della prima e della seconda popolazione e α è una costante data da:

$$\alpha = \frac{5}{4} \frac{\rho_{01}}{\rho_{m1}} \left(\frac{r_{s2}}{r_2} \right)^2 \sim 5.6 \quad (2.21)$$

in cui r_{s2}^2 è la media quadratica di r^2 per la popolazione di stelle più pesanti. Per tali valori di α , il termine di destra di (2.20) può assumere il valore massimo 0.16 [46]. La condizione di

equipartizione assume dunque la forma:

$$\frac{M_2}{M_1} < 0.16 \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^{3/2} \quad (2.22)$$

Se $M_2 \sim M_1$ le stelle più pesanti continuano a trasferire energia cinetica a quelle più leggere senza mai raggiungere l'equipartizione. La popolazione stellare più massiccia forma un sub-ammasso centrale dinamicamente disaccoppiato all'interno dell'ammasso stellare, continuando a contrarsi verso il centro del sistema, aumentando così la densità centrale [46]. La contrazione ha fine se gran parte delle stelle massicce è stata espulsa dall'ammasso stellare attraverso interazioni a tre corpi o se avviene un collasso di molte stelle massicce in un unico oggetto. L'instabilità di stratificazione di massa di Spitzer stimola quindi l'espulsione di corpi massicci dagli ammassi stellari.

Capitolo 3

Formazione gerarchica di BBHs e IMBHs

3.1 Runaway collision di stelle massicce

Le *runaway collisions* [5, 43, 35] sono una sequenza di collisioni attraverso le quali può venirsi a formare un oggetto stellare molto più massiccio di quanto si potrebbe ottenere attraverso un regolare processo di evoluzione stellare. Tale modello assume un'importanza assai rilevante all'interno di ambienti ad elevata densità stellare, in cui le collisioni hanno una maggiore probabilità di avvenire per i meccanismi spiegati più dettagliatamente nei capitoli precedenti. Le stelle più massicce subiscono infatti una decelerazione e si addensano nelle zone più centrali dell'ammasso come conseguenza dell'attrito dinamico esercitato dai corpi più leggeri, che agisce in tempi scala ben più brevi rispetto al tempo di rilassamento (Figura 3.1). Quando le stelle più massicce esplodono come SNe, l'ammasso si espande conseguentemente alla perdita di massa e le collisioni si arrestano. Tuttavia, se l'addensamento centrale di gran parte delle stelle con massa elevata avviene in un tempo scala minore del loro tempo di vita (per una stella di $\sim 30 M_{\odot}$ si tratta di ~ 6 Myr), la loro densità nel nucleo aumenterà al punto da rendere le collisioni altamente probabili.

Simulazioni idrodinamiche [31] mostrano che le stelle coinvolte nelle collisioni possono perdere $\approx 25\%$ della loro massa. Le stelle massicce prodotte da tale processo sono inoltre dominate da una forte pressione di radiazione che comporta una ulteriore significativa perdita di massa causata dai venti stellari. Studi recenti [25, 45] mostrano che le *runaway collisions* fra stelle con metallicità solare non possono produrre buchi neri di massa intermedia (IMBHs). A

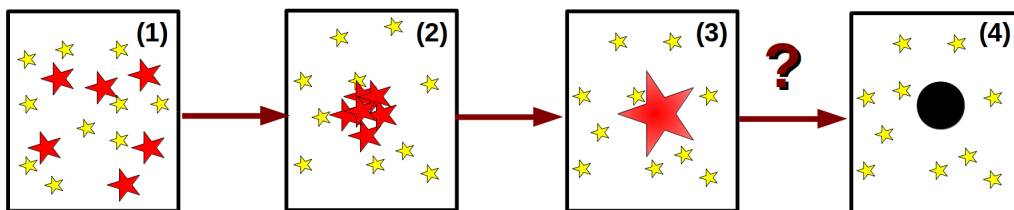


Figura 3.1: Schema delle *runaway collisions* in YSCs densi [36]. Da sinistra verso destra: (1) le stelle massicce (in rosso) e le stelle leggere (in giallo) hanno la stessa distribuzione spaziale iniziale; (2) l'attrito dinamico porta le stelle massicce ad addensarsi nel nucleo dell'ammasso, dove avvengono le collisioni; (3) si forma conseguentemente una stella molto massiccia ($\gg 100M_{\odot}$); (4) La stella prodotta dalle *runaway collisions* può collassare direttamente in un BH.

metallicità inferiori ($Z \lesssim 0.1 Z_{\odot}$), circa il 10-30% delle collisioni in ammassi stellari densi può produrre IMBHs via collassi diretti.

La maggior parte delle *runaway collisions* non produce dunque IMBHs ma per lo più BHs relativamente massicci ($\sim 20 - 90 M_{\odot}$) [25]. Se tali BHs rimangono all'interno dell'ammasso, evitando i meccanismi di espulsione descritti precedentemente, risulteranno molto efficienti nell'acquisire un compagno mediante scambi dinamici proprio perché molto massicci. Come trovato da Mapelli (2016, [25]), tutte le binarie stabili formate dai prodotti di *runaway collisions* sono BBHs e pertanto possibili importanti fonti di GWs all'interno dell'intervallo di osservazione di LIGO-Virgo.

3.2 Coalescenze ripetute in ammassi globulari

Le *runaway collisions* possono avvenire solo nelle prime fasi di evoluzione di un ammasso stellare, in cui le stelle più massicce sono ancora in vita. Per sistemi stellari più vecchi (GCs) è stato proposto un modello alternativo di formazione di IMBHs attraverso coalescenze ripetute di BHs [2, 7, 8, 9, 11, 26]. Un BBH stellare all'interno di un ammasso è tendenzialmente una binaria dura, per cui ci si aspetta che si restringa via *hardening* dinamico fino ad entrare nel regime di emissione di GWs. In questo caso, il BBH si fonde producendo un singolo BH più massiccio. Considerata la sua elevata massa, il nuovo BH ha ottime possibilità di acquisire un nuovo compagno attraverso scambi dinamici. L'eventuale BBH sarà quindi nuovamente soggetto al processo di hardening in seguito a interazioni a tre corpi e il meccanismo descritto può ripetersi più volte, permettendo al BH principale di diventare un IMBH (Figura 3.2).

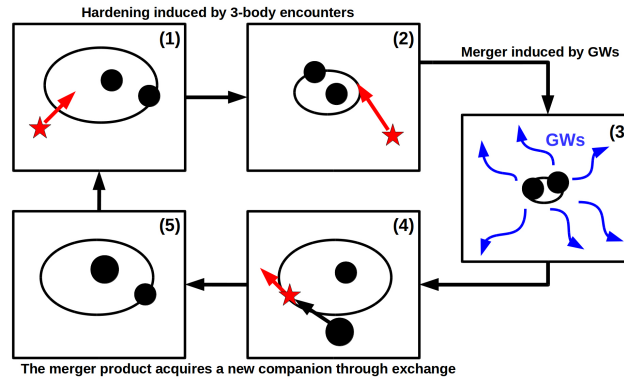


Figura 3.2: Schema dello scenario delle coalescenze ripetute in NSCs [31, 11]. Dall'alto verso il basso e da sinistra verso destra: (1) un BBH partecipa ad una interazione a tre corpi in un ammasso; (2) il semiasse maggiore della binaria si restringe; (3) la binaria entra nel regime di emissioni di GWs e avviene la coalescenza; (4) si forma un singolo BH più grande che (se resiste all'espulsione via rinculo relativistico) è in grado di acquisire un nuovo compagno; (5) il BBH contenente il nuovo BH inizia nuovamente a indurirsi attraverso incontri a tre corpi (1). Questo ciclo può ripetersi diverse volte fino a che il BH principale diventa un IMBH.

Questo scenario non dipende dall'evoluzione stellare: ciò implica che se il BH rimane all'interno dell'ammasso, esso crescerà in massa attraverso le coalescenze. Ci sono, tuttavia, alcuni aspetti da considerare. In primo luogo, il BBH può venire espulso a causa di un rinculo dinamico conseguente ad un'interazione a tre corpi. I rinculi diventano progressivamente più intensi al diminuire della separazione orbitale delle due componenti della binaria. Affinché il BBH

possa evitare un'espulsione dinamica di questo tipo, la sua massa deve essere sufficientemente grande ($\gtrsim 50 M_{\odot}$ per un GC, [6]). In seguito alla coalescenza, inoltre, il residuo può subire un rinculo relativistico dell'ordine di centinaia di km s^{-1} [22], uscendo dall'ammasso anche in questo caso [16]. Se il BBH viene espulso, il ciclo di fusioni gerarchiche si arresta e non si forma alcun IMBH. Infine, anche se la binaria dovesse rimanere all'interno dell'ammasso, questo meccanismo è relativamente inefficiente: se il BH di prima generazione ha massa $\sim 50 M_{\odot}$, sono necessari diversi Gyr per formare un IMBH con una massa di $\sim 500 M_{\odot}$ [31]. Delle simulazioni Monte Carlo fatte da Giersz et al. (2015, [11]) mostrano come entrambi gli scenari di *runaway collisions* e coalescenze ripetute possano funzionare in un ammasso stellare: il primo contribuendo nei primi Myr di vita del sistema a formare IMBHs molto efficienti nel crescere in termini di massa e il secondo permettendo la formazione di IMBHs nelle fasi più avanzate dell'evoluzione dell'ammasso (5 Gyr), con una crescita in massa meno efficiente.

3.3 Modelli alternativi per BHs massicci e formazione di IMBHs nei nuclei galattici

Diversi ulteriori modelli prevedono la formazione di IMBHs all'interno di nuclei galattici. Ad esempio quello di Miller & Davies (2012, [30]) secondo cui gli IMBHs possono crescere in modo efficiente in questo tipo di ambienti attraverso la cattura mareale di stelle nella fase di addensamento centrale, ammesso che la dispersione di velocità del NSC sia $\gtrsim 40 \text{ km s}^{-1}$. Al di sotto di questo valore critico, le binarie stellari sono in grado di impedire il collasso nucleare del sistema, arrestando la crescita della densità centrale e portando all'espulsione dei BHs più massicci. Per valori superiori della dispersione di velocità invece, la densità stellare può crescere abbastanza velocemente da intensificare le catture mareali e le collisioni stella-BH. Il tasso di crescita in massa dato dalle catture mareali scala come $\dot{m}_{\text{IMBH}} \propto m_{\text{IMBH}}^{4/3}$, dove m_{IMBH} è la massa iniziale del IMBH, mentre quello delle collisioni stella-BH è dato da $\dot{m}_{\text{IMBH}} \propto m_{\text{IMBH}}$ [48]. Nella formazione di IMBHs, le catture mareali sono quindi più efficienti delle collisioni stella-BH.

McKernan et al. (2012, [28, 29]), propongono inoltre che i IMBHs possano crescere efficientemente nei dischi di accrescimento di un buco nero supermassiccio (SMBH). I membri di un NSC intrappolati nel disco di accrescimento sono soggetti agli effetti contrastanti dell'eccitazione orbitale, legata alle interazioni con altre stelle e allo smorzamento dell'orbita causato dall'attrito del gas. Stando al modello, questo secondo effetto agisce in modo più efficiente del primo, riducendo così la velocità relativa tra i membri dell'ammasso nucleare e facendo conseguentemente aumentare il tasso di collisioni. Questo favorisce la crescita di IMBHs sia via l'accrescimento del gas che attraverso collisioni stellari multiple. Tale meccanismo può essere considerato uno scenario di merging gerarchico assistito dal gas.

Capitolo 4

Risultati originali

In questo capitolo viene fatta un'analisi sui canali di formazione dinamica di BBHs all'interno di NSCs attraverso il confronto dei tempi scala associati a binarie di prima ed n-esima generazione. Le simulazioni utilizzate sono state ottenute con il codice di sintesi di popolazione FASTCLUSTER [26, 27].

La formazione dinamica di un BBH può avere luogo via scambi dinamici tra una stella binaria e un BH o mediante incontri di tre corpi inizialmente singoli [13, 15]. In accordo con quanto approfondito nel Capitolo 2, i tempi-scala t_{12} e t_{3bb} associati a questi due processi sono descritti rispettivamente dalle equazioni (2.10) e (2.15). Affinché possa prendere parte alla dinamica di formazione binaria inoltre, un BH singolo deve aver raggiunto il *core* dell'ammasso in cui le interazioni con altri corpi sono più probabili. Ciò avviene nel tempo-scala di attrito dinamico t_{DF} espresso dall'equazione (1.2) discussa nel Capitolo 1. Negli ammassi più densi, andrebbe considerato anche il tempo-scala t_{cap} per catture a due corpi per emissione di GWs [39] dato da:

$$t_{cap} \sim 7.7 \times 10^3 \text{Gyr} \left(\frac{M_{\odot}}{m_{BH}} \right)^2 \left(\frac{10^8 \text{pc}^{-3}}{n_c} \right) \left(\frac{\sigma}{200 \text{km s}^{-1}} \right)^{11/7}. \quad (4.1)$$

Tuttavia, il valore di tale tempo-scala è sempre maggiore di t_{3bb} e t_{12} e può pertanto essere trascurato. È stato inoltre omesso il tempo-scala delle interazioni binaria-binaria [50].

Nell'assunzione in cui una binaria composta da una stella progenitrice e un BH, sia inizialmente soggetta ad attrito dinamico e prenda poi parte a scambi e interazioni a tre corpi, il tempo a cui avviene la formazione del BBH di prima generazione è:

$$t_{dyn} = \max(t_{form}, [t_{DF} + \min(t_{3bb}, t_{12})]) \quad (4.2)$$

dove t_{form} è il tempo di collasso della stella. Se il residuo prodotto dalla coalescenza della binaria non viene espulso, il tempo totale per la formazione di un BBH di n-esima generazione è quindi:

$$t_{dyn,ng} = t_{merg} + t_{DF} + \min(t_{3bb}, t_{12}) \quad (4.3)$$

in cui t_{merg} è il tempo in cui il BBH della precedente generazione si forma e raggiunge la coalescenza.

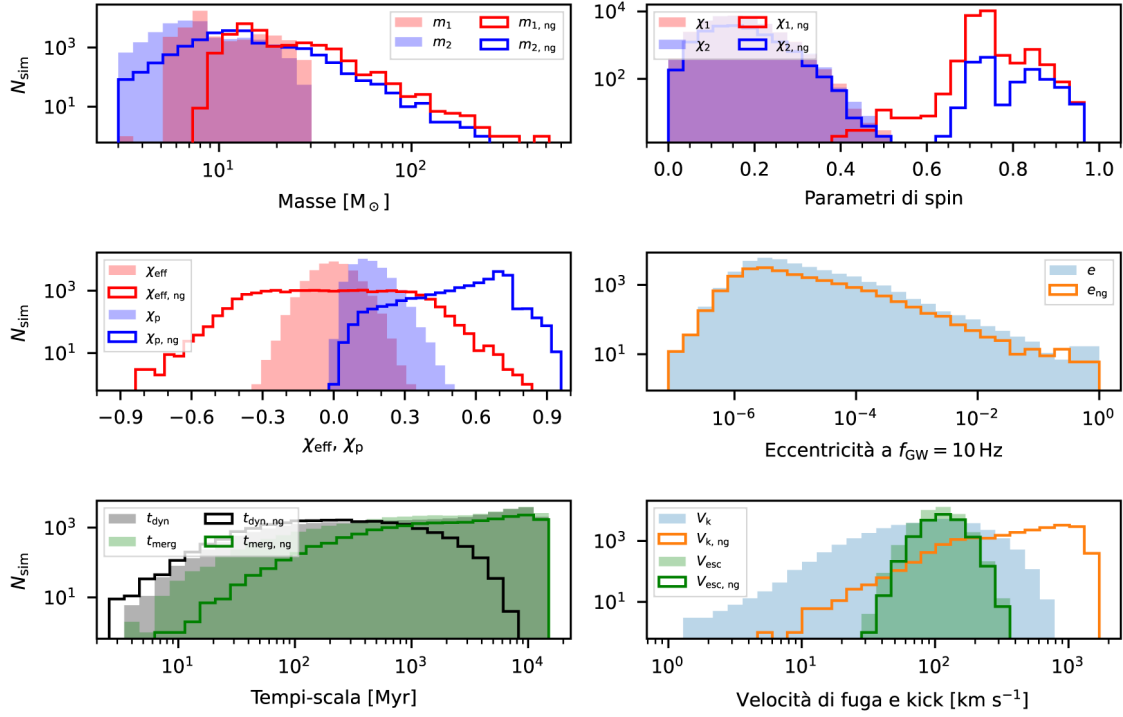


Figura 4.1: Grafici rappresentanti le principali proprietà delle coalescenze dinamiche di BBHs in NSCs secondo il modello utilizzato (NSC_D3). Il **pannello in alto a sinistra** mostra le masse rilevanti. L'istogramma pieno rosso (blu) indica la massa della componente primaria m_1 (secondaria m_2) nelle fusioni di prima generazione; l'istogramma vuoto rosso (blu) indica la massa della componente primaria $m_{1,ng}$ (secondaria $m_{2,ng}$) nelle fusioni di generazione n-esima. Il **pannello in alto a destra** mostra i parametri di spin adimensionali. L'istogramma pieno rosso (blu) indica il parametro adimensionale associato allo spin della componente primaria χ_1 (secondaria χ_2) nelle coalescenze di prima generazione; l'istogramma vuoto rosso (blu) indica il parametro adimensionale di spin della componente primaria $\chi_{1,ng}$ (secondaria $\chi_{2,ng}$) nelle coalescenze di generazione n-esima. Il **pannello centrale sinistro** mostra i parametri di spin effettivo e di precessione. L'istogramma pieno rosso (blu) indica lo spin effettivo (di precessione) χ_{eff} (χ_p) nelle coalescenze di prima generazione; l'istogramma vuoto rosso (blu) indica lo spin effettivo (di precessione) $\chi_{eff,ng}$ ($\chi_{p,ng}$) nelle coalescenze di generazione n-esima. Nel **pannello centrale destro** l'istogramma pieno azzurro (vuoto arancione) indica l'eccentricità orbitale quando la frequenza di emissione di GWs è $f_{GW} = 10\text{Hz}$ per le coalescenze di prima generazione (generazione n-esima). Nel **pannello in basso a sinistra** sono mostrati i principali tempi scala. L'istogramma pieno grigio indica il tempo di formazione dinamica della prima generazione di BBHs (t_{dyn}); l'istogramma pieno verde indica l'intervallo temporale associato alla formazione della prima generazione di BBHs (t_{merg}); l'istogramma vuoto nero indica il tempo di formazione della n-esima generazione di BBHs ($t_{dyn,ng}$); l'istogramma vuoto verde indica l'intervallo temporale associato alla formazione di BBHs di generazione n-esima ($t_{merg,ng}$). Il **pannello in basso a destra** mostra le principali velocità. L'istogramma pieno azzurro rappresenta la velocità di *kick* relativistico ricevuta dal prodotto della coalescenza dei BBHs di prima generazione (V_k); l'istogramma vuoto arancione indica il *kick* relativistico del prodotto delle n-esime generazioni di BBHs coalescenti ($V_{k,ng}$); l'istogramma pieno verde rappresenta la velocità di fuga degli ammassi che ospitano le coalescenze di BBHs di prima generazione (V_{esc}); l'istogramma vuoto verde indica la velocità di fuga degli ammassi che ospitano coalescenze di BBHs di generazione n-esima ($V_{esc,ng}$). L'asse y di ciascun istogramma mostra il numero di BHs simulati N_{sim} senza normalizzazione.

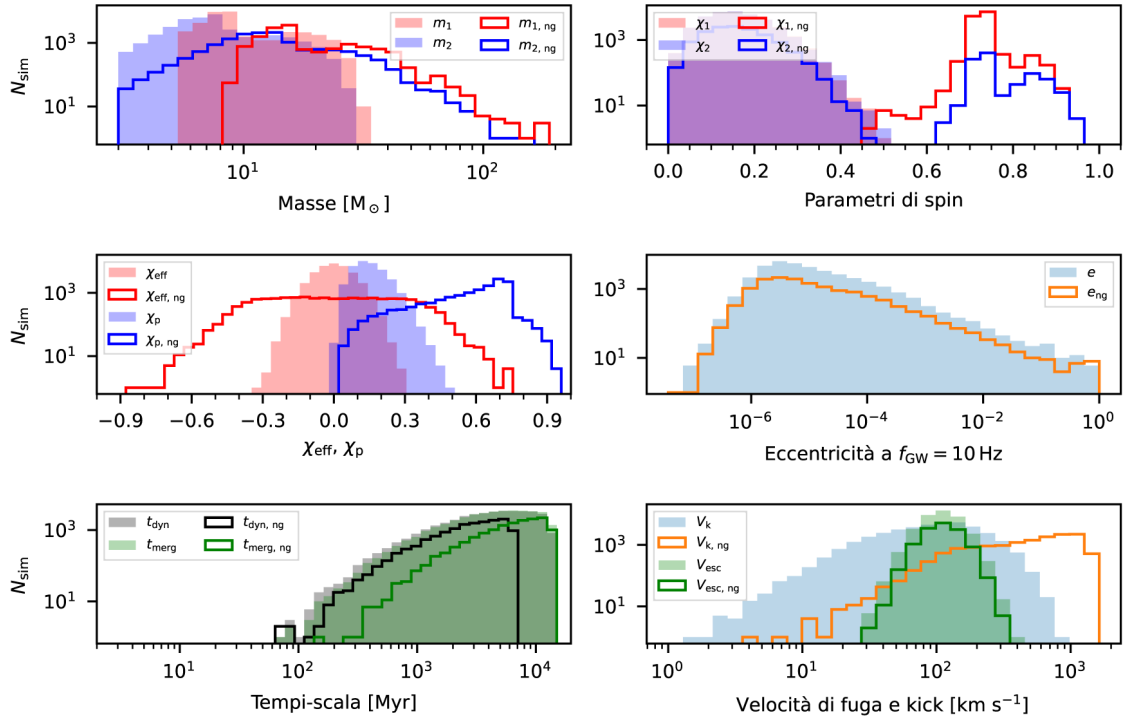


Figura 4.2: Come in Figura 4.1, ma senza t_{3bb} .

La forte dipendenza del tempo-scala t_{3bb} dalla massa m_{BH} e in misura ancora maggiore, dalla dispersione di velocità unidimensionale σ_{1D} , lo rende un fattore cruciale nella formazione di BBHs in sistemi stellari densi. Si è dunque voluto andare ad indagare gli effetti della condizione su t_{3bb} negli NSCs. Sono stati simulati 10^5 BBHs usando il modello NSC_D3 di STARCLUSTER, considerando quindi il canale di formazione dinamica in un ammasso stellare nucleare con metallicità dei progenitori stellari $Z = 0.02$, *root mean square* della distribuzione Maxwelliana di spin $\sigma_\chi = 0.1$ e una deviazione standard della distribuzione lognormale dell'ammasso stellare $\sigma_M = 0.04$. La simulazione è stata ripetuta in totale due volte: la prima (Figura 4.1) utilizzando il tempo t_{dyn} definito come in (4.2) e la seconda (Figura 4.2) rimuovendo completamente la condizione su t_{3bb} e lasciando solo quella sul tempo t_{12} .

Dal confronto delle due figure risulta chiara la grande differenza dei tempi-scala graficati nel riquadro in basso a sinistra. Nello scenario senza t_{3bb} , i tempi-scala risultano schiacciati verso valori più alti, sia nelle prime che nelle n-esime generazioni. Questo risultato viene riassunto della Figura 4.3.

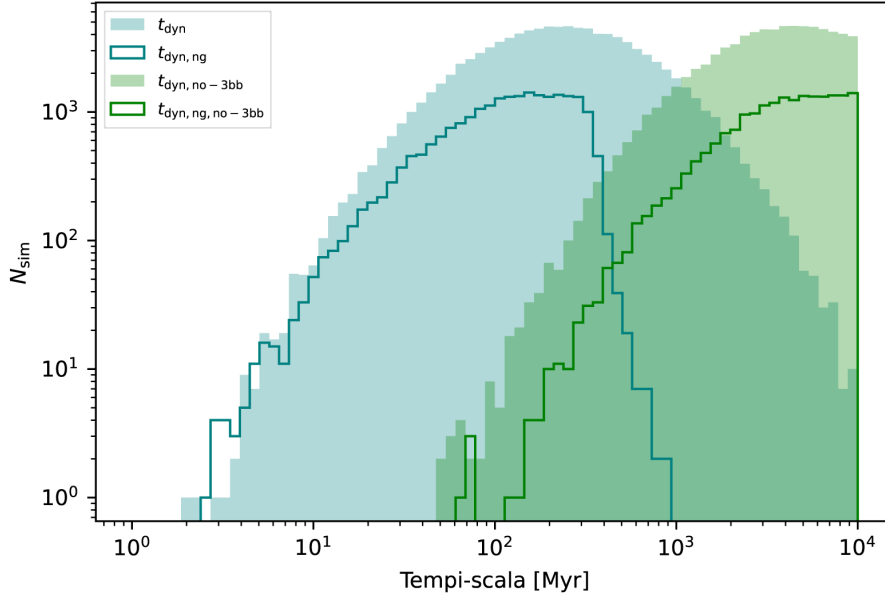


Figura 4.3: Istogrammi rappresentanti i tempi di formazione dinamica delle prime (pieno) e delle n -esime generazioni (vuoto) nei due casi considerati con t_{3bb} (azzurro) e senza t_{3bb} (verde). Lungo l’asse y sono mostrati i conteggi N_{sim} dei BH simulati. I tempi-scala di formazone dinamica nelle simulazioni in cui è stato levato t_{3bb} risultano ben più alti rispetto a quelle in cui è stato mantenuto, a dimostrazione della prevalenza delle interazioni a tre corpi nella dinamica di formazione nella tipologia di ammasso considerata.

Queste evidenze dimostrano come la formazione di BBHs via scambi dinamici, molto efficiente in altri contesti (e.g. YSCs, [51]), venga invece inibita negli NSCs. L’enorme differenza tra i tempi-scala nelle due simulazioni dimostra, in pieno accordo con le aspettative, come le interazioni a tre corpi dominino la dinamica dei BBHs all’interno di questo tipo di ammassi stellari caratterizzati da una elevata dispersione di velocità. Le velocità stellari medie sono talmente elevate ($\gg \nu_c$, eq. (2.14)) da slegare le binarie originali in interazioni singole-binaria, rendendo quindi più difficili gli scambi.

Capitolo 5

Conclusioni

Lo scopo di questa tesi è stato quello di fornire un quadro generale sulla dinamica dei BBHs negli ammassi stellari densi. Sono stati descritti i principali meccanismi del canale di formazione dinamica di BBHs e discussi gli effetti che possono portare alla coalescenza di BBHs in ambienti dinamicamente attivi, con alcuni esempi di scenari di formazione gerarchica di BBHs e IMBHs. Attraverso delle simulazioni ottenute con il codice FASTCLUSTER, focalizzandosi solo sugli NSCs, sono stati confrontati i tempi-scala associati agli scambi dinamici e alle interazioni a tre corpi, con l'intento di dimostrare la cruciale importanza che queste ultime assumono nella formazione di BBHs in contesti ad elevata densità locale, vista la forte dipendenza dalla dispersione di velocità dell'ammasso.

Lo studio della dinamica dei BBHs è fondamentale per determinare, studiare e comprendere la demografia di questa classe di oggetti. Le tante sfaccettature di fenomeni complessi quale la formazione di BHs e BBHs, nello scenario dinamico in particolare, unite all'attuale elevato costo computazionale delle simulazioni lasciano spazio a delle problematiche aperte. La nuova finestra di osservazione sull'Universo, inaugurata dalle numerose rilevazioni di GWs che dal 2015 ad oggi hanno portato alla nascita dell'astronomia *multi-messenger*, ha tuttavia dimostrato che il futuro è molto più che promettente. La nuova campagna osservativa O4 avviata il 24 Maggio di quest'anno che coinvolge gli interferometri LIGO-Virgo-KAGRA, permetterà di ampliare l'attuale *dataset* di osservazioni, soprattutto quando tutti gli interferometri saranno in funzione. La costruzione di Einstein Telescope inoltre, con una sensibilità superiore di almeno un ordine di grandezza rispetto ai rilevatori attuali, permetterà di espandere ulteriormente il panorama della ricerca e potenzialmente di effettuare osservazioni cosmologiche attraverso i *mergers*.

Bibliografia

- [1] R. Abbott 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*, arXiv:2111.03606 (nov. 2021), arXiv:2111.03606. arXiv: 2111.03606 [gr-qc].
- [2] Fabio Antonini, Mark Gieles e Alessia Gualandris. «Black hole growth through hierarchical black hole mergers in dense star clusters: implications for gravitational wave detections». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 486.4 (lug. 2019), pp. 5008–5021. DOI: 10.1093/mnras/stz1149. arXiv: 1811.03640 [astro-ph.HE].
- [3] Fabio Antonini e Frederic A. Rasio. «Merging Black Hole Binaries in Galactic Nuclei: Implications for Advanced-LIGO Detections». In: *Astrophysical Journal* 831.2, 187 (nov. 2016), p. 187. DOI: 10.3847/0004-637X/831/2/187. arXiv: 1606.04889 [astro-ph.HE].
- [4] S. Chandrasekhar. «Dynamical Friction. I. General Considerations: the Coefficient of Dynamical Friction.» In: 97 (mar. 1943), p. 255. DOI: 10.1086/144517.
- [5] Stirling A. Colgate. «Stellar Coalescence and the Multiple Supernova Interpretation of Quasi-Stellar Sources». In: *Astrophysical Journal* 150 (ott. 1967), p. 163. DOI: 10.1086/149319.
- [6] Monica Colpi, Michela Mapelli e Andrea Possenti. «Probing the Presence of a Single or Binary Black Hole in the Globular Cluster NGC 6752 with Pulsar Dynamics». In: *Astrophysical Journal* 599.2 (dic. 2003), pp. 1260–1271. DOI: 10.1086/379543. arXiv: astro-ph/0309017 [astro-ph].
- [7] Giacomo Fragione e Joseph Silk. «Repeated mergers and ejection of black holes within nuclear star clusters». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 498.4 (nov. 2020), pp. 4591–4604. DOI: 10.1093/mnras/staa2629. arXiv: 2006.01867 [astro-ph.GA].
- [8] E. Gaburov, J. C. Lombardi e S. Portegies Zwart. «Mixing in massive stellar mergers». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 383.1 (gen. 2008), pp. L5–L9. DOI: 10.1111/j.1745-3933.2007.00399.x. arXiv: 0707.3021 [astro-ph].
- [9] Evghenii Gaburov, Jr. Lombardi James C. e Simon Portegies Zwart. «On the onset of runaway stellar collisions in dense star clusters - II. Hydrodynamics of three-body interactions». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 402.1 (feb. 2010), pp. 105–126. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15900.x. arXiv: 0904.0997 [astro-ph.SR].

- [10] Nicola Giacobbo e Michela Mapelli. «Revising Natal Kick Prescriptions in Population Synthesis Simulations». In: *Astrophysical Journal* 891.2, 141 (mar. 2020), p. 141. DOI: 10.3847/1538-4357/ab7335. arXiv: 1909.06385 [astro-ph.HE].
- [11] Mirek Giersz et al. «MOCCA code for star cluster simulations - IV. A new scenario for intermediate mass black hole formation in globular clusters». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 454.3 (dic. 2015), pp. 3150–3165. DOI: 10.1093/mnras/stv2162. arXiv: 1506.05234 [astro-ph.GA].
- [12] Jeremy Goodman e Piet Hut. «Binary–Single-Star Scattering. V. Steady State Binary Distribution in a Homogeneous Static Background of Single Stars». In: *Astrophysical Journal* 403 (gen. 1993), p. 271. DOI: 10.1086/172200.
- [13] D. C. Heggie. «Binary evolution in stellar dynamics.» In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 173 (dic. 1975), pp. 729–787. DOI: 10.1093/mnras/173.3.729.
- [14] J. G. Hills. «The effect of low-velocity, low-mass intruders (collisionless gas) on the dynamical evolution of a binary system». In: *Astronomical Journal* 88 (ago. 1983), pp. 1269–1283. DOI: 10.1086/113418.
- [15] J. G. Hills e L. W. Fullerton. «Computer simulations of close encounters between single stars and hard binaries». In: *Astrophysical Journal* 85 (set. 1980), pp. 1281–1291. DOI: 10.1086/112798.
- [16] Kelly Holley-Bockelmann, Kayhan Gültekin, Deirdre Shoemaker e Nicolas Yunes. «Gravitational Wave Recoil and the Retention of Intermediate-Mass Black Holes». In: *Astrophysical Journal* 686.2 (ott. 2008), pp. 829–837. DOI: 10.1086/591218. arXiv: 0707.1334 [astro-ph].
- [17] Thomas O. Kimpson, Mario Spera, Michela Mapelli e Brunetto M. Ziosi. «Hierarchical black hole triples in young star clusters: impact of Kozai-Lidov resonance on mergers». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 463.3 (dic. 2016), pp. 2443–2452. DOI: 10.1093/mnras/stw2085. arXiv: 1608.05422 [astro-ph.GA].
- [18] Yoshihide Kozai. «Secular perturbations of asteroids with high inclination and eccentricity». In: *Astronomical Journal* 67 (nov. 1962), pp. 591–598. DOI: 10.1086/108790.
- [19] E. A. Lada. «Embedded Clusters: Laboratories for Star Formation». In: *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*. A cura di Rafael Guzmán. Vol. 29. Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series. Giu. 2007, pp. 43–47.
- [20] Hyung Mok Lee. «Evolution of galactic nuclei with 10- M_{\odot} black holes». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 272.3 (feb. 1995), pp. 605–617. DOI: 10.1093/mnras/272.3.605. arXiv: astro-ph/9409073 [astro-ph].
- [21] M. L. Lidov. «The evolution of orbits of artificial satellites of planets under the action of gravitational perturbations of external bodies». In: *Planetary and Space Science* 9.10 (ott. 1962), pp. 719–759. DOI: 10.1016/0032-0633(62)90129-0.
- [22] Carlos Lousto, Manuela Campanelli e Yosef Zlochower. «Modeling gravitational recoil from precessing highly-spinning unequal-mass black-hole binaries». In: *APS April Meeting Abstracts*. APS Meeting Abstracts. Mag. 2009, L11.001, p. L11.001.
- [23] D. Lynden-Bell e P. P. Eggleton. «On the consequences of the gravothermal catastrophe». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 191 (mag. 1980), pp. 483–498. DOI: 10.1093/mnras/191.3.483.

- [24] Shude Mao. «Astrophysical applications of gravitational microlensing». In: *Research in Astronomy and Astrophysics* 12.8 (ago. 2012), pp. 947–972. DOI: 10.1088/1674-4527/12/8/005. arXiv: 1207.3720 [astro-ph.GA].
- [25] Michela Mapelli. «Massive black hole binaries from runaway collisions: the impact of metallicity». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 459.4 (lug. 2016), pp. 3432–3446. DOI: 10.1093/mnras/stw869. arXiv: 1604.03559 [astro-ph.GA].
- [26] Michela Mapelli et al. «Hierarchical black hole mergers in young, globular and nuclear star clusters: the effect of metallicity, spin and cluster properties». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 505.1 (lug. 2021), pp. 339–358. DOI: 10.1093/mnras/stab1334. arXiv: 2103.05016 [astro-ph.HE].
- [27] Michela Mapelli et al. «The cosmic evolution of binary black holes in young, globular, and nuclear star clusters: rates, masses, spins, and mixing fractions». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 511.4 (apr. 2022), pp. 5797–5816. DOI: 10.1093/mnras/stac422. arXiv: 2109.06222 [astro-ph.HE].
- [28] B. McKernan, K. E. S. Ford, W. Lyra e H. B. Perets. «Intermediate mass black holes in AGN discs - I. Production and growth». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 425.1 (set. 2012), pp. 460–469. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2012.21486.x. arXiv: 1206.2309 [astro-ph.GA].
- [29] B. McKernan et al. «Intermediate-mass black holes in AGN discs - II. Model predictions and observational constraints». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 441.1 (giu. 2014), pp. 900–909. DOI: 10.1093/mnras/stu553. arXiv: 1403.6433 [astro-ph.GA].
- [30] M. Coleman Miller e Melvyn B. Davies. «An Upper Limit to the Velocity Dispersion of Relaxed Stellar Systems without Massive Black Holes». In: *Astrophysical Journal* 755.1, 81 (ago. 2012), p. 81. DOI: 10.1088/0004-637X/755/1/81. arXiv: 1206.6167 [astro-ph.GA].
- [31] M. Coleman Miller e Douglas P. Hamilton. «Production of intermediate-mass black holes in globular clusters». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 330.1 (feb. 2002), pp. 232–240. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2002.05112.x. arXiv: astro-ph/0106188 [astro-ph].
- [32] M. Coleman Miller e Vanessa M. Lauburg. «Mergers of Stellar-Mass Black Holes in Nuclear Star Clusters». In: *Astrophysical Journal* 692.1 (feb. 2009), pp. 917–923. DOI: 10.1088/0004-637X/692/1/917. arXiv: 0804.2783 [astro-ph].
- [33] Meagan Morscher et al. «The Dynamical Evolution of Stellar Black Holes in Globular Clusters». In: *Astrophysical Journal* 800.1, 9 (feb. 2015), p. 9. DOI: 10.1088/0004-637X/800/1/9. arXiv: 1409.0866 [astro-ph.GA].
- [34] P. C. Peters. «Gravitational Radiation and the Motion of Two Point Masses». In: *Physical Review* 136.4B (nov. 1964), pp. 1224–1232. DOI: 10.1103/PhysRev.136.B1224.
- [35] S. F. Portegies Zwart, J. Makino, S. L. W. McMillan e P. Hut. «Star cluster ecology. III. Runaway collisions in young compact star clusters». In: *Astronomy and Astrophysics* 348 (ago. 1999), pp. 117–126. DOI: 10.48550/arXiv.astro-ph/9812006. arXiv: astro-ph/9812006 [astro-ph].

- [36] Simon F. Portegies Zwart e Stephen L. W. McMillan. «The Runaway Growth of Intermediate-Mass Black Holes in Dense Star Clusters». In: *Astrophysical Journal* 576.2 (set. 2002), pp. 899–907. DOI: 10.1086/341798. arXiv: astro-ph/0201055 [astro-ph].
- [37] M. Punturo et al. «The Einstein Telescope: a third-generation gravitational wave observatory». In: *Classical and Quantum Gravity* 27.19, 194002 (ott. 2010), p. 194002. DOI: 10.1088/0264-9381/27/19/194002.
- [38] Gerald D. Quinlan. «The dynamical evolution of massive black hole binaries I. Hardening in a fixed stellar background». In: *New Astronomy Journal* 1.1 (lug. 1996), pp. 35–56. DOI: 10.1016/S1384-1076(96)00003-6. arXiv: astro-ph/9601092 [astro-ph].
- [39] Gerald D. Quinlan e Stuart L. Shapiro. «The Dynamical Evolution of Dense Star Clusters in Galactic Nuclei». In: *Astrophysical Journal* 356 (giu. 1990), p. 483. DOI: 10.1086/168856.
- [40] Deepak Raghavan et al. «A Survey of Stellar Families: Multiplicity of Solar-type Stars». In: *The Astrophysical Journal Supplement* 190.1 (set. 2010), pp. 1–42. DOI: 10.1088/0067-0049/190/1/1. arXiv: 1007.0414 [astro-ph.SR].
- [41] Reed L. Riddle et al. «A Survey of the High Order Multiplicity of Nearby Solar-type Binary Stars with Robo-AO». In: *Astrophysical Journal* 799.1, 4 (gen. 2015), p. 4. DOI: 10.1088/0004-637X/799/1/4. arXiv: 1411.0682 [astro-ph.SR].
- [42] Johan Samsing, Morgan MacLeod e Enrico Ramirez-Ruiz. «Formation of Tidal Captures and Gravitational Wave Inspirals in Binary-single Interactions». In: *Astrophysical Journal* 846.1, 36 (set. 2017), p. 36. DOI: 10.3847/1538-4357/aa7e32. arXiv: 1609.09114 [astro-ph.HE].
- [43] Robert H. Sanders. «The Effects of Stellar Collisions in Dense Stellar Systems». In: *Astrophysical Journal* 162 (dic. 1970), p. 791. DOI: 10.1086/150711.
- [44] Steinn Sigurdsson e E. S. Phinney. «Dynamics and Interactions of Binaries and Neutron Stars in Globular Clusters». In: *Astrophysical Journal Supplement* 99 (ago. 1995), p. 609. DOI: 10.1086/192199. arXiv: astro-ph/9412078 [astro-ph].
- [45] Mario Spera e Michela Mapelli. «Very massive stars, pair-instability supernovae and intermediate-mass black holes with the `sevn` code». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 470.4 (ott. 2017), pp. 4739–4749. DOI: 10.1093/mnras/stx1576. arXiv: 1706.06109 [astro-ph.SR].
- [46] Jr. Spitzer Lyman. «Equipartition and the Formation of Compact Nuclei in Spherical Stellar Systems». In: *Astrophysical Journal* 158 (dic. 1969), p. L139. DOI: 10.1086/180451.
- [47] Jr. Spitzer Lyman e Michael H. Hart. «Random Gravitational Encounters and the Evolution of Spherical Systems. II. Models». In: *Astrophysical Journal* 166 (giu. 1971), p. 483. DOI: 10.1086/150977.
- [48] Nicholas C. Stone, Brian D. Metzger e Zoltán Haiman. «Assisted inspirals of stellar mass black holes embedded in AGN discs: solving the ‘final au problem’». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 464.1 (gen. 2017), pp. 946–954. DOI: 10.1093/mnras/stw2260. arXiv: 1602.04226 [astro-ph.GA].

- [49] Michael Zevin et al. «Constraining Formation Models of Binary Black Holes with Gravitational-wave Observations». In: *The Astrophysical Journal* 846.1, 82 (set. 2017), p. 82. DOI: 10.3847/1538-4357/aa8408. arXiv: 1704.07379 [astro-ph.HE].
- [50] Michael Zevin et al. «Eccentric Black Hole Mergers in Dense Star Clusters: The Role of Binary-Binary Encounters». In: *Astrophysical Journal* 871.1, 91 (gen. 2019), p. 91. DOI: 10.3847/1538-4357/aaf6ec. arXiv: 1810.00901 [astro-ph.HE].
- [51] Brunetto Marco Ziosi, Michela Mapelli, Marica Branchesi e Giuseppe Tormen. «Dynamics of stellar black holes in young star clusters with different metallicities - II. Black hole-black hole binaries». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 441.4 (lug. 2014), pp. 3703–3717. DOI: 10.1093/mnras/stu824. arXiv: 1404.7147 [astro-ph.GA].