



Università degli Studi di Padova

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

Ruolo delle stelle binarie nelle prime fasi evolutive degli ammassi stellari

Relatore

Prof. Giovanni Carraro

Correlatore

Dott.ssa Camilla Pianta

Laureando

Andrea Cichellero

Matricola: 1094160

Anno Accademico 2019/2020

Sommario

Gli ammassi stellari rappresentano un importante banco di prova osservativo atto a studiare il processo di formazione stellare. L'evoluzione dinamica di questi ammassi stellari è influenzata dalle stelle che li compongono, siano esse singole, binarie o multiple. Dopo aver riassunto il processo di formazione stellare partendo dal collasso di una nube molecolare, questo elaborato presenta la relazione tra le prime fasi evolutive di un ammasso stellare, la presenza ed il ruolo dei sistemi stellari binari al suo interno in diverse percentuali.

In particolare, sembra che i processi cardine che avvengono all'interno di un ammasso, in primis la segregazione in massa, possano essere influenzati dalla frazione di sistemi binari.

Lo scopo di questo elaborato è quello di descrivere i pro e i contro di questa ipotesi.

Indice

1	Formazione stellare	5
1.1	Classificazione dei cores di una nube stellare	5
1.2	Formazione stellare standard	6
	Formazione stellare indotta	6
	Formazione stellare in presenza di campo magnetico	6
	Fasi della formazione stellare	7
1.3	Efficienza del processo di formazione stellare	8
1.4	Sistemi binari: descrizione e formazione	10
	Classificazione dei sistemi binari	11
	Meccanismi di formazione di sistemi binari	11
2	Ammassi stellari e frazioni binarie	13
2.1	Ammassi stellari	13
2.2	Frazioni binarie negli ammassi stellari	14
3	Dinamica dei sistemi stellari	17
3.1	Fenomeni dinamici negli ammassi stellari	17
3.2	Tempi scala	19
3.3	Half-mass relaxation time	20
4	Segregazione in massa	23
4.1	Segregazione in massa negli ammassi stellari	23
	Segregazione in massa in assenza di sistemi binari	24
4.2	Ruolo delle stelle binarie durante la segregazione	25
4.3	Compabilità dei modelli con Orion Nebula Cluster	26
5	Conclusioni	29

Capitolo 1

Formazione stellare

1.1 Classificazione dei cores di una nube stellare

Le nubi molecolari sono le regioni della nostra galassia in cui si registra la maggiore efficienza della formazione stellare. Partendo dal collasso e dalla frammentazione di parte di una grande nube molecolare, si avrà come risultato la formazione di ammassi e associazioni stellari. La quasi totalità delle stelle si forma all'interno di ammassi, a cominciare da quelle più calde, massicce e luminose, ovvero quelle di classe spettrale O e B.

Le osservazioni indicano che stelle di diversa massa nascono in regioni specifiche di una nube di gas, e tramite processi di natura diversa. Ad esempio, la regione del Taurus contiene solo stelle con $M < 2M_{\odot}$ mentre la nebulosa di Orione contiene sia stelle di grande che di piccola massa.

Vengono definiti *cores* le regioni più dense delle nubi molecolari, con densità $n > 10^2$ particelle su cm^3 .

Essi possono essere suddivisi in due categorie:

- **Cores di piccola massa:** caratterizzati da alto assorbimento nel visibile, vengono identificati attraverso le righe di emissione molecolare di NH_3 oppure di $C^{18}O$.

Hanno una dispersione di velocità subsonica, infatti molte stelle T Tauri sono associate a queste regioni.

Alcune survey nell'infrarosso, dimostrano che sorgenti infrarosse con bassa luminosità sono associate a questi core: saranno quindi stelle giovani di piccola massa.

Un esempio è *Taurus*.

- **Cores di grande massa:** si trovano nelle nubi molecolari giganti e, in questo caso, i traccianti sono CS e NH_3 .

Tali cores hanno una dispersione di velocità supersonica e si possono trovare in stelle dei primi tipi spettrali, in regioni HII compatte e sorgenti infrarosse luminose.

Un esempio è *Orione*.

In Tab. 1.1 vengono riassunti alcuni valori caratteristici per cores di piccola e di grande massa:

Tab. 1.1

M [M_{\odot}]	dimensioni [pc]	densità [cm^{-3}]	T [K]	σ [km/s]	τ_{ff} [yrs]
0.3-10	0.05-0.2	$10^4 - 10^5$	9-12	0.2-0.3	$2 \cdot 10^5 - 10^6$
$10-10^4$	0.1-3	$10^4 - 10^6$	30-100	1-3	$2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$

E' possibile un'altra classificazione delle nubi molecolari, in base alla temperatura:

- **Nubi fredde:** con temperature inferiori a 10K, non contengono stelle meno avanzate di tipo spettrale A e sono distribuite nel disco galattico.
- **Nubi calde:** con temperature maggiori di 20K, sono oggetti più massicci e più grandi, associati a regioni HII. Grazie ad alcune osservazioni in radio, è stata messa in evidenza la loro distribuzione preferenziale lungo i bracci di spirale.

1.2 Formazione stellare standard

Formazione stellare indotta

Il Criterio di Jeans postula che l'inizio del collasso di un core dipenda da condizioni fisiche del gas, o più precisamente, dalla velocità delle molecole di gas in gioco.

Tuttavia ci sono prove che la formazione delle le stelle OB possa essere indotta da uno stimolo esterno alla nube, che si specifica su un meccanismo di sviluppo di onde d'urto; esse infatti, generano una compressione della nube e provocano l'inizio del collasso gravitazionale. Vista l'importanza delle forze gravitazionali in gioco, tale processo è governato dalla quantità di stelle massicce della popolazione.

Tali onde d'urto possono essere generate da diversi fenomeni:

- SNR (supernova remnants)
- bracci di spirale
- fronti di ionizzazione delle regioni HII
- venti stellari
- collisioni tra nubi

Formazione stellare in presenza di campo magnetico

Nel processo di formazione, è necessario tener conto anche delle forze magnetiche in gioco; infatti, dal teorema del viriale si ricava la massa critica:

$$M_{crit}^2 = \frac{8\pi B_0^2 R_0^4}{3\mu_0 G}$$

la cui stima sperimentale risulta molto incerta proprio a causa dell'incertezza sulla misura del campo magnetico associato alla nube.

Definendo allora i seguenti casi:

- $M > M_{crit}$: *regime supercritico*, in cui prevalgono le forze gravitazionali che porteranno al collasso della nube;
- $M < M_{crit}$: *regime subcritico*, in cui le forze magnetiche bilanciano quelle gravitazionali, se si assume il congelamento delle linee di forza del campo magnetico

si può dedurre che una nube si trova sempre nel regime subcritico, perchè non collassa mai nella sua totalità. Nello specifico, tenendo conto che la densità del core è diversa dalla densità media, si otterranno valori diversi di massa critica (media e del core), di alcuni ordini di grandezza, perciò alcuni core saranno in regime supercritico, mentre altri in regime subcritico: in particolare, i core supercritici sono instabili e collassano, portando alla formazione di un gruppo di stelle (ammasso o associazione).

I core subcritici, invece, rimangono stabili (se il campo magnetico è congelato); tale configurazione può essere soggetta ad instabilità nel caso di *diffusione ambipolare*, cioè il meccanismo attraverso il quale il campo magnetico viene espulso da una nube in contrazione, in quanto la sua presenza costituisce un

ostacolo al collasso della nube stessa. Si tratta di un fenomeno che tende a separare le concentrazioni di carica positiva e negativa in presenza di un campo elettrico generato da un campo magnetico, e che è dominante quando il campo magnetico è fortemente accoppiato agli ioni e agli elettroni, a basse temperature e alte densità. Il moto degli ioni in una nube molecolare è possibile solo se il grado di ionizzazione è basso: ciò accade perchè, quando la densità è elevata, la luce stellare fatica a passare all'interno della nube e a ionizzare le particelle.

Fasi della formazione stellare

Nel dettaglio, il processo di formazione di stelle singole è suddiviso in diverse fasi, partendo da una nube di gas molecolare fino ad arrivare ad una stella di pre-sequenza principale. Le fasi principali possono essere riassunte nel seguente modo:

- **Formazione dei cores:** la nube di gas molecolare si trova all'inizio legata gravitazionalmente in presenza di un campo magnetico, che contrasta la contrazione dovuta alle forze gravitazionali. Il campo magnetico però, come spiegato in precedenza, viene gradualmente espulso dalla nube per diffusione ambipolare nelle regioni più dense; la densità centrale comincerà a crescere progressivamente e, superate le 10^2 particelle su cm^3 , queste regioni dense verranno chiamate cores.
- **Collasso dei cores:** questa lenta evoluzione si conclude con una fase di caduta libera (free fall), poichè la crescita in densità ha superato il valore massa critica imposto dal criterio di Jeans, rendendo impossibile un nuovo equilibrio stabile. Superato questo valore quindi, i cores si troveranno in regime supercritico, quindi instabile: vista la mancanza di forze che si oppongono a quella gravitazionale, i cores cominceranno quindi a collassare.
- **Formazione della protostella:** il collasso è non-omologo. Il tempo di collasso di ogni strato è inversamente proporzionale alla densità: gli strati più esterni (meno densi) collasseranno più lentamente, mentre quelli più interni collasseranno più velocemente. L'energia associata al collasso non è persa ma trattenuta sotto forma di energia termica, che porterà ad un incremento di temperatura del gas; a questo punto le forze di pressione agiranno in modo tale da ristabilire l'equilibrio con le forze gravitazionali. Questo equilibrio, però, non è costante in quanto verrà continuamente modificato per due ragioni:
 - l'incremento di massa, dovuto al materiale in continua caduta sul corpo centrale;
 - il bilanciamento dell'energia irradiata dalla sua superficie

Dal momento che il sistema è in rotazione, l'equilibrio è influenzato anche dalla presenza delle forze centrifughe. Il sistema ottenuto sarà composto quindi da un corpo centrale sferico (schacciato ai poli a causa della rotazione) e da un disco di gas e polveri sul piano equatoriale, con del materiale che continuerà a cadere verso il corpo centrale. Questo sistema è chiamato protostella.

- **Venti stellari:** per una stella di una massa solare si avrà un accrescimento $\frac{dM}{dt} = 9.5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ all'anno. L'accrescimento in massa si interromperà ad un certo punto, ma non perchè si è esaurito tutto il materiale circostante: in realtà, l'accrescimento è bloccato a causa di un vento stellare, che inverte il moto del materiale in caduta. Questo fenomeno è causato dalle reazioni di bruciamento del deuterio, che rendono il trasporto di energia all'interno della stella completamente convettivo: la convezione unita alla rotazione, amplifica i campi magnetici già presenti, fornendo l'energia richiesta per l'espulsione del materiale gassoso. La rimozione del materiale permette di osservare nel visibile la protostella, fino ad ora nascosta da gas e polveri.
- **Stelle di pre-sequenza principale (Pre-Main Sequence Stars) :** a questo punto, il disco è destinato a scomparire. In base alle sue dimensioni e caratteristiche, si potranno avere tre possibili scenari:
 - Formazione di un sistema planetario
 - Formazione di una o più stelle (sistema multiplo)

– Espulsione di tutto il materiale circostante

In questa fase la protostella continua ad espellere materiale, e ha le caratteristiche di una stella T Tauri. Quando una protostella diventa visibile, sarà considerata una stella di pre-sequenza principale (PMS star).

L'innesco delle reazioni di bruciamento dell'idrogeno detterà l'inizio dei bruciamenti nucleari che rappresentano la principale sorgente di energia per la stella. Prima di questa fase, il disequilibrio causato dalla perdita di energia nella fotosfera ne diminuisce la temperatura e la pressione: la stella si contrarrà, aumentando la temperatura e la pressione, in modo tale da ristabilire l'equilibrio. Una volta ristabilito l'equilibrio dopo la perdita per irraggiamento, la stella si troverà in sequenza principale.

1.3 Efficienza del processo di formazione stellare

L'età degli ammassi aperti varia tra 10^6 a 10^9 anni; nello specifico, circa la metà degli ammassi aperti ha età maggiore di $2 \cdot 10^8$ anni.

Nel disco della galassia si trovano molti ammassi di età avanzata, e questo indica quasi sicuramente che essi sono gravitazionalmente legati. Il 90% delle stelle nei dintorni solari invece deriva da sistemi non legati.

Gli ammassi aperti sono aggregati di stelle in un ampio intervallo di massa e con alte densità, maggiori di $0.1 M_{\odot}/pc^3$ (*densità critica*), che rendono i sistemi stabili rispetto a forze mareali o collisioni.

Le associazioni sono aggregati di bassa densità, molto minore della densità critica; sono instabili, e hanno età inferiori a 10^7 anni. Le più rilevanti sono:

- associazioni OB: raggruppamenti di stelle massive;
- associazioni T: costituite da stelle poco massive e giovani (T Tauri) identificate da righe di emissione;
- associazioni R: costituite da stelle blu giovani, avvolte da nubi molto riflettenti.

Inizialmente si cercava di dimostrare l'espansione delle associazioni attraverso la loro origine da una nube non legata gravitazionalmente ma, come visto, pare che quest'ipotesi non sia confermata.

Al contrario, le osservazioni di associazioni mostrano che le nubi molecolari sono gravitazionalmente legate e in equilibrio dettato dal teorema del viriale e, poichè le stelle acquistano la stessa dispersione di velocità del gas da cui si formano, ci si aspetta l'esistenza di un altro fenomeno che spieghi l'espansione (quindi, un'accelerazione): tale fenomeno è la rimozione del gas residuo ad opera di processi molto energetici che avvengono nelle stelle massicce, come le supernove.

Tuttavia, la differenza tra associazioni e ammassi sta nell'efficienza del processo di formazione.

Se l'efficienza è bassa, la rimozione del gas modifica di molto la massa del sistema (quindi la sua energia di legame): la formazione di cores sarà allora ostacolata, al contrario di quella di associazioni. Se la quantità di massa rimossa è grande, il sistema può risultare non legato, oppure può avere densità inferiore a quella critica, diventando perciò instabile: in tal caso esso si disperderà. Invece, se la quantità rimossa è piccola, il sistema rimarrà stabile.

A questo punto si possono distinguere due casi.

1. Per tempi scala t_p molto inferiori rispetto al tempo scala dinamico t_d (il tempo necessario a ristabilire l'equilibrio dopo una perturbazione), dal teorema del viriale per lo stato iniziale prima della perdita di massa si avrà:

$$2T + U = 0 \quad \rightarrow \quad M_i \sigma_i^2 - \frac{GM_i^2}{R_i} = 0$$

$$\sigma_i^2 = \frac{GM_i}{R_i}$$

Se avviene una piccola perdita di massa ΔM (in forma di gas), il sistema non riuscirà (per tempi scala relativamente piccoli) ad adeguarsi immediatamente, e conserverà le configurazioni di R_i e σ_i . In questo nuovo stato intermedio, l'energia non è conservata, e dunque l'energia totale sarà:

$$E_1 = \frac{1}{2}M\sigma_i^2 - \frac{GM^2}{R_i}$$

dove $M = M_i - \Delta M$ è la massa rimasta.

Dopo un tempo pari al tempo scala dinamico, il sistema tornerà in equilibrio, quindi è possibile definire una nuova energia data dalla configurazione R_f e σ_f (quest'ultime ottenute nuovamente tramite il teorema del viriale):

$$\begin{aligned} E_2 &= \frac{1}{2}M\sigma_f^2 - \frac{GM^2}{R_f} \\ &= \frac{1}{2} \frac{GM^2}{R_f} - \frac{GM^2}{R_f} \\ &= -\frac{1}{2} \frac{GM^2}{R_f} \end{aligned}$$

Tra lo stato intermedio e questo nuovo stato di equilibrio, c'è conservazione di energia:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}M\sigma_i^2 - \frac{GM^2}{R_i} &= -\frac{1}{2} \frac{GM^2}{R_f} \\ \frac{1}{2}M\sigma_i^2 &= GM^2 \left(\frac{2R_f - R_i}{2 R_i R_f} \right) \\ \frac{1}{2}M \frac{GM_i}{R_i} &= GM^2 \left(\frac{2R_f - R_i}{2 R_i R_f} \right) \\ \frac{M_i}{M_i - \Delta M} &= \frac{2R_f - R_i}{R_f} \end{aligned}$$

Introducendo la frazione di massa persa $\epsilon = \frac{\Delta M}{M_i}$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{M_i - \Delta M}{M_i} \right)^{-1} &= 2 - \frac{R_i}{R_f} \\ (1 - \epsilon)^{-1} &= 2 - \frac{R_i}{R_f} \\ \frac{R_i}{R_f} &= 2 - \frac{1}{1 - \epsilon} \\ \frac{R_i}{R_f} &= \frac{1 - 2\epsilon}{1 - \epsilon} \end{aligned}$$

si ottiene il rapporto tra i due raggi:

$$\frac{R_f}{R_i} = \frac{1 - \epsilon}{1 - 2\epsilon} \quad (1.1)$$

L'equazione (1.1) può essere riscritta tramite il parametro $\eta = 1 - \epsilon$, che rappresenta l'efficienza di formazione stellare:

$$\frac{R_f}{R_i} = \frac{\eta}{2\eta - 1}$$

2. Per tempi scala molto maggiori del tempo scala dinamico, a differenza del caso precedente, ad ogni perdita di massa sarà associato uno stato di equilibrio dinamico.

Utilizzando sempre il teorema del viriale, per lo stato iniziale si avrà che:

$$M_i\sigma_i^2 - \frac{GM_i^2}{R_i} = 0 \quad \rightarrow \quad \sigma_i^2 = \frac{GM_i}{R_i}$$

Allo stesso modo per il nuovo stato di equilibrio, varrà la relazione:

$$M\sigma_f^2 - \frac{GM^2}{R_f} = 0 \quad \rightarrow \quad \sigma_f^2 = \frac{GM}{R_f}$$

dove $M = M_i - \Delta M$ è la massa rimasta. Tenendo conto che le distribuzioni di velocità radiale dovranno essere uguali, si ricava:

$$\begin{aligned} \frac{M_i}{R_i} = \frac{M_f}{R_f} \quad \rightarrow \quad \frac{R_f}{R_i} = \frac{M_i - \Delta M}{M_i} \\ \frac{R_f}{R_i} = 1 - \epsilon = \eta \end{aligned} \tag{1.2}$$

Nel primo caso risulta che per $\epsilon > 0.5$, ovvero quando la quantità di gas espulso supera il 50%, il sistema non è più legato; per perdite inferiori, il raggio della configurazione finale è comunque molto più grande del raggio iniziale, quindi la densità del sistema può decrescere al di sotto del valore critico.

Anche nel secondo caso la perdita di massa da parte del sistema va a ridurre la densità del sistema stellare risultante.

Prendendo in considerazione la massa del gas rimanente, si può quindi studiare l'efficienza della formazione stellare. Dai casi sopra citati, può essere valutata l'efficienza richiesta per la formazione di un ammasso stellare:

- $\eta = 0.27$ nel caso di disgregazione rapida ($t_p \ll t_d$)
- $\eta = 0.59$ nel caso di disgregazione lenta ($t_p \gg t_d$)

Da alcuni modelli numerici si definisce un intervallo di efficienza critica, al di fuori del quale si avrà instabilità:

$$0.3 < \eta < 0.55$$

1.4 Sistemi binari: descrizione e formazione

Circa tre secoli fa, le stelle binarie furono scoperte mediante osservazioni in banda visuale. Da allora, il numero delle stelle doppie visuali rilevate andò costantemente aumentando. Il problema principale da affrontare era la loro natura: erano semplicemente allineamenti prospettici o coppie fisiche associate gravitazionalmente? Grazie ad Hershel, si confermò che queste erano coppie fisiche (stelle doppie fisiche o visuali) in orbite ellittiche attorno al comune baricentro (Fig. 1.1).

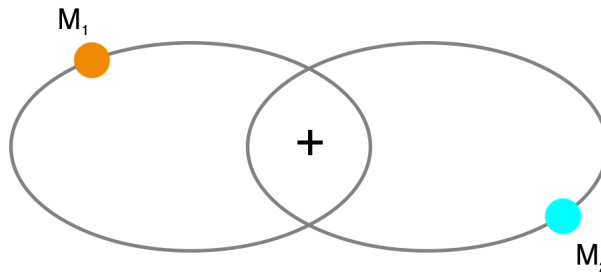


Figura 1.1: Schema di un sistema binario

In particolare, una quantità importante nello studio dei vari sistemi binari è il rapporto di massa $q = \frac{M_2}{M_1}$ poichè, noto q e una delle due masse, ci permette di calcolare l'altra massa senza ulteriori misure.

Classificazione dei sistemi binari

Le stelle binarie vengono classificate in base al metodo con cui vengono scoperte e successivamente studiate, e si possono riassumere in quattro classi principali:

- **Binarie visuali:** sono sistemi di cui si riescono a distinguere le componenti ad occhio nudo o tramite un telescopio. Generalmente è definita come primaria la componente più brillante, e secondaria la componente più debole. Purtroppo, la maggior parte delle stelle binarie non è visuale, poichè solitamente le componenti sono molto vicine tra loro oppure perchè il sistema è troppo lontano dalla Terra: in entrambi i casi non si possono distinguere le due componenti, e si dovranno utilizzare altre tecniche, come la spettroscopia, per risolverle. Quindi, le binarie visuali sono sistemi abbastanza vicini alla Terra e poco legati: un esempio è Mizar, nella costellazione dell'Orsa Maggiore.
- **Binarie spettroscopiche:** sistemi apparentemente singoli, la cui binarietà è evidenziata dalla misura della velocità radiale del sistema in funzione del tempo. Le componenti possono essere risolte solo tramite l'utilizzo di uno spettroscopio: si ottiene un solo spettro da cui, ricavando la curva di velocità radiale, si estrae la proiezione del moto orbitale sulla visuale. Se le magnitudini delle due componenti sono simili, si otterranno due spettri distinti con le rispettive curve di velocità.
- **Binarie fotometriche:** anche in questo caso, quello che si osserva al telescopio è una stella singola; la binarietà è evidenziata dalla presenza di minimi regolari e periodici nella curva di luce, ovvero la rappresentazione grafica della variazione di magnitudine dell'oggetto nel tempo. Questi minimi sono causati dalle eclissi, totali o parziali, tra le due componenti durante il moto attorno al loro centro di massa e sono rilevate poichè il piano orbitale delle due componenti contiene la linea di vista dell'osservatore.
- **Binarie astrometriche:** in questi sistemi è visibile solo una delle due componenti. Questo può accadere nel caso in cui la compagna sia troppo debole, nel caso in cui la sua luminosità venga oscurata da un'abbondante emissione della componente principale, o nel caso in cui ci sia una componente che emette pochissima radiazione elettromagnetica, come una stella di neutroni. La duplicità di questi sistemi è dimostrata misurando il moto della componente primaria perturbato dalla compagna, che sembra seguire nel cielo un'orbita di tipo sinusoidale. Un esempio è quello di Sirio, un sistema binario composto da Sirio A (stella di tipo spettrale A di sequenza principale) e Sirio B (nana bianca).

Meccanismi di formazione di sistemi binari

Sulla base di osservazioni e considerazioni teoriche, è stato confermato che la formazione di sistemi binari costituisce il primo passo per la formazione di stelle singole, che rappresenta quindi una fase successiva alla formazione di binarie. Molti sistemi multipli sono composti da stelle di pre-sequenza: tenendo conto che le stelle si formano tendenzialmente in coppia, è probabile che la formazione binaria abbia luogo prima di quella di pre-sequenza.

Per quanto riguarda la formazione binaria, sono stati proposti tre possibili meccanismi per spiegarla: cattura mareale (tidal capture), frammentazione rapida (prompt-fragmentation) e rottura ritardata (delayed breakup).

- **Cattura mareale:** in questo meccanismo le stelle si formano come oggetti singoli. Successivamente, tramite interazioni dinamiche, si legano gravitazionalmente in coppie: questo accade grazie alla dissipazione di una parte dell'energia orbitale del sistema che può avvenire per effetti mareali tra le stelle, per trasferimento di energia cinetica durante interazioni a 3 corpi oppure per interazioni disco-protostella; però tale meccanismo non è applicabile nelle condizioni tipiche riscontrate durante le osservazioni di sistemi multipli. Nello specifico, le interazioni a 3 corpi sono molto rare e, in ogni caso, per dissipare abbastanza energia (in assenza di forti effetti mareali), dovrebbero aver luogo numerose interazioni. Sembra invece che questo meccanismo accada in ammassi stellari di piccole dimensioni e molto densi.

- **Frammentazione rapida:** questo fenomeno non si verifica durante la fase iniziale di free-fall, ma dopo la formazione del corpo centrale rotante. I cores instabili (ovvero in regime supercritico secondo il criterio di Jeans) devono collassare più velocemente, così da non fondersi tra di loro. Il collasso può avvenire in due diverse modalità: il collasso quasi-omologo e il collasso non-omologo. Nel primo caso, la nube evolverà appiattendosi progressivamente, tenendo conto che in ogni punto di questa la densità media locale sarà la stessa. L'appiattimento diventa sempre più importante fino a quando i gradienti di pressione non si sviluppano in modo tale da fermare il collasso gravitazionale, portando tutti i cores nella stessa configurazione. Il secondo caso è stato spiegato in parte nel capitolo precedente: avendo una nube molecolare con regioni a densità diversa rispetto alla densità media, il collasso avverrà in tempi diversi. A questo punto si profilano due possibili scenari: o la nube ha abbastanza momento angolare per fermare il collasso, o il collasso continua fino alla formazione di un core stabile che contiene una piccola frazione della massa iniziale della nube. La condizione più adatta è rappresentata da una configurazione non-sferica della nube iniziale, senza una concentrazione di densità centrale. In questo caso, si ha la formazione del core centrale dominante circondato da un disco di accrescimento, che disperde ogni altro possibile core in collasso. Quindi, il collasso quasi omologo sembra essere la causa della frammentazione poichè esso favorisce la formazione e l'amplificazione di perturbazioni in densità che potrebbero frammentare la nube. Tuttavia, non è ancora del tutto chiaro ogni quanto questa frammentazione possa portare alla formazione di sistemi binari.
- **Rottura ritardata:** è un processo che può avvenire durante il collasso di un core relativamente denso e rotante, in cui esso continua ad accumulare materiale dalla nube. Inizialmente la massa del core è molto grande rispetto a quella del disco che lo circonda ma, se la massa del disco aumenta a causa del materiale in caduta su di esso, esso diventerà dinamicamente instabile. A questo punto il disco può separarsi in più oggetti, che potranno evolvere come sistemi binari o sistemi multipli di protostelle. Ci sono due teorie che possono spiegare l'evoluzione di questi cores: la teoria classica di fissione e la teoria della fissione rivisitata di Lebovitz.

Secondo la prima teoria, il core centrale, che al momento ha una forma di tipo ellissoidale, può raggiungere due diverse configurazioni: una configurazione a lobo singolo (pear-shaped) o a due lobi (dumbbell-shaped). Nella prima configurazione la rotazione allontanerà le due parti, in rotazione attorno al centro di massa, formando un sistema binario. In questo caso, la frammentazione del core avviene dopo il raggiungimento dell'equilibrio del sistema, e per questo il fenomeno è chiamato rottura ritardata. Questa teoria non è confermata a causa dell'estrema instabilità della configurazione pear-shaped, oltre al fatto che il tempo necessario a ridistribuire il momento angolare del sistema (viscous timescale) è troppo grande per essere applicato all'evoluzione del core.

Lebovitz riprese in mano la teoria classica della fissione, ipotizzando che essa fosse indipendente dalla viscosità. Tuttavia, anche tenendo conto di questa ipotesi, nessuna di queste teorie predice come un core in rapida rotazione possa rompersi in due o più parti.

In conclusione, nessuno di questi meccanismi spiega completamente come i sistemi binari si originano partendo da una nube molecolare; attualmente, la frammentazione rapida è il meccanismo più probabile.

Capitolo 2

Ammassi stellari e frazioni binarie

2.1 Ammassi stellari

Gli ammassi stellari sono gruppi di stelle che hanno origine grazie alla contrazione di una nube di gas molecolare e polveri, frammentata in porzioni di massa distinte.

Inoltre, a livello osservativo, si assume che tutte le stelle dell'ammasso siano poste alla stessa distanza dalla Terra, poiché la distanza tra le stelle dell'ammasso è molto inferiore rispetto alla distanza osservatore-ammasso. Esistono due tipi di ammassi stellari: gli ammassi globulari e gli ammassi aperti.

Gli ammassi globulari sono gruppi sferici molto grandi ed antichi, con dimensioni di qualche pc. Nella nostra galassia sono stati rilevati circa 150 ammassi globulari, nella zona di alone di galattico. In questa zona c'è un'abbondanza di stelle di Popolazione II, molto antiche e di bassa metallicità; infatti, la maggior parte delle stelle di un ammasso globulare appartengono proprio a questa categoria, con metallicità Z compresa tra 10^{-4} e $4 \cdot 10^{-3}$. La bassa metallicità è dovuta alla loro formazione nell'universo primordiale, in cui la frazione di elementi diversi da idrogeno ed elio era estremamente bassa. Altre teorie ipotizzano che la composizione chimica delle stelle di un ammasso globulare sia più simile a quella di una popolazione stellare ancora più antica (Popolazione III) di poco successiva al Big Bang.

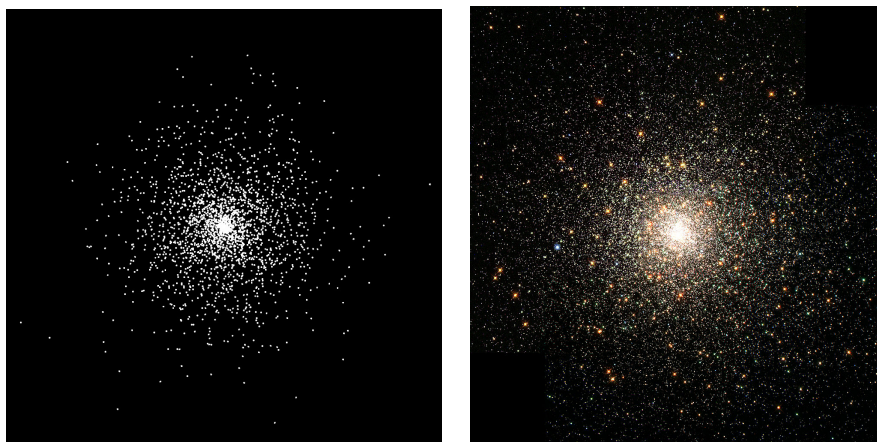


Figura 2.1: A sinistra: simulazione di un ammasso globulare creata tramite il linguaggio di programmazione Processing, nell'ipotesi di una distribuzione gaussiana nel centro di 10^3 stelle (credits: *Andrea Cichellero, 2020*); a destra, l'ammasso globulare M80 (credits: *NASA, The Hubble Heritage Team, STScI, AURA*)

Una buona stima dell'età di questi ammassi è fornita da Carretta et al. 2000 ^[7] ed è di 12 ± 2 Gyr, in accordo con le stime cosmologiche dell'età dell'universo di 13.71 ± 0.2 Gyr (Bennett et al. 2003 ^[8]). Gli ammassi globulari sono molto densi, poichè contengono circa $10^5 - 10^6$ stelle: infatti, la densità centrale può variare da 10^2 a 10^5 stelle per pc^3 .

Gli ammassi aperti, invece, sono giovani raggruppamenti di forma più eterogenea e, poichè orbitano all'interno del disco galattico, son detti anche ammassi galattici.

Contengono un minore numero di oggetti compreso tra 10^2 e 10^3 stelle, e di conseguenza sono caratterizzati da una minore attrazione gravitazionale.

Essi sono composti principalmente da stelle giovani, quindi calde e luminose. A differenza degli ammassi globulari, la metallicità delle stelle che compongono gli ammassi aperti è più elevata (anche se in entrambi i casi, si fa riferimento a frazioni di elementi molto più basse rispetto alla frazione di idrogeno ed elio): Z varia tra 10^{-2} e $3 \cdot 10^{-2}$, in conformità con le stime per le stelle di Popolazione I, di età compresa tra 10^6 e $8 \cdot 10^9$ anni. Quest'ultime sono quindi stelle giovani, situate nel disco, con temperature più elevate, tra le quali predominano le giganti blu. Un esempio di ammasso aperto è dato dalle Pleiadi (Fig. 2.2).

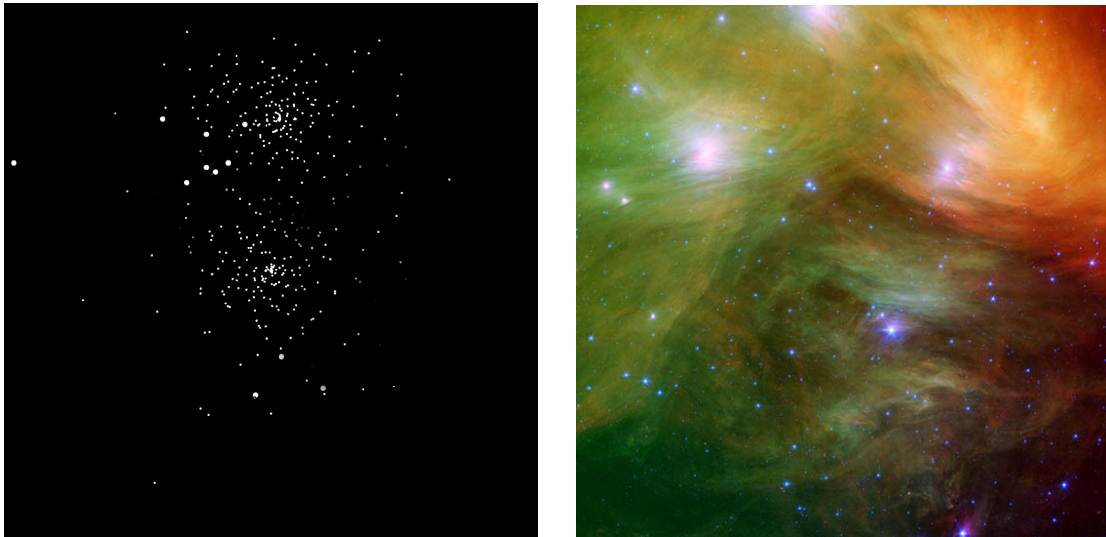


Figura 2.2: A sinistra: simulazione di un ammasso aperto creata con il linguaggio di programmazione Processing, in cui si evidenzia la presenza di giganti blu (credits: *Andrea Cichello, 2020*); a destra: l'ammasso aperto delle Pleiadi, chiamato anche M45 (credits: *NASA/JPL-Caltech/J. Stauffer (SSC/Caltech)*).

Tuttavia alcuni studi, come Gratton et al. ^[9] e Bastian et al. ^[10] hanno evidenziato che, in realtà, sono presenti ammassi composti da stelle con caratteristiche intermedie tra quelle di Popolazione I e Popolazione II (popolazioni multiple). Su questo tema non ci sono ancora risultati che confermano una teoria che spieghi completamente questo fenomeno: l'idea che i resti delle stelle di prima generazione abbiano formato quelle di seconda generazione non ha riscontri osservativi.

2.2 Frazioni binarie negli ammassi stellari

Il numero di binarie primordiali N_b all'interno di ammassi è variabile ed è descritto dalla frazione di binarie

$$\alpha = \frac{N_b}{N_s + N_b}$$

Essa dunque dipende anche dall'ambiente in cui queste si trovano, dato che compare il numero di stelle singole N_s nella definizione.

Vari studi utilizzano metodi di Monte Carlo e tengono conto di diverse densità di probabilità per ottenere delle stime su frazioni binarie all'interno degli ammassi; ovviamente queste andranno poi confermate con le dovute osservazioni.

Ad esempio, per studiare IC 2944 (una regione HII), Sana et al. ^[12] hanno utilizzato una funzione di densità di probabilità per misurare con precisione il numero di binarie, nell'assunzione che gli oggetti in questa regione fossero tutti sistemi multipli.

Come si evince dal grafico ottenuto, per trovare 8 binarie serve una frequenza pari a 0.002 nella funzione di probabilità (Fig.2.3)

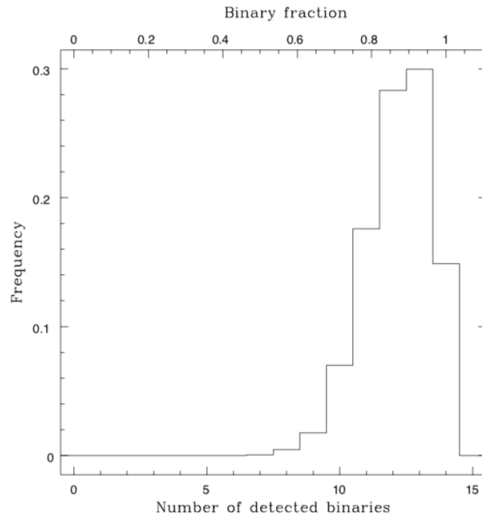


Figura 2.3: Numero di sistemi binari trovati in funzione della densità di probabilità

Un'altra survey di Sheikhi et al. ^[16] sull'ammasso aperto Alpha Persei ha evidenziato riscontri di segregazione in massa, e tramite simulazioni con metodi di Monte Carlo, si è ottenuta una frazione binaria di $34\% \pm 12\%$ per un certo intervallo di massa predefinito. Però rispetto alle osservazioni, la frazione di binarie ottenuta risulta molto superiore: questo indica che all'interno dell'ammasso c'è una forte presenza di binarie non risolte, che influenzano la dinamica e l'evoluzione dell'ammasso.

Viene favorita una teoria secondo la quale questa abbondanza è data dalla presenza di binarie non risolte: gli ammassi giovani sono dominati da stelle massive e da molti sistemi binari primordiali. Quello che si misura è una dispersione di velocità osservata maggiore: sistemi binari composti da stelle di grande massa hanno un impatto maggiore nella dispersione rispetto al quelli di piccola massa, a causa della loro maggiore velocità orbitale e per i periodi orbitali più corti.

Khalaj e Baumgardt ^[16] hanno derivato la funzione di massa dell'ammasso aperto Praesepe, trovando anche conferme della segregazione in massa: analizzando i diagrammi colore-magnitudine (CMD) dell'ammasso e utilizzando una serie di simulazioni di Montecarlo, si è misurata una frazione di binarie del $35\% \pm 5\%$.

Per ammassi globulari come NGC 3201, si è osservato il centro del cluster, regione di cui si riescono a predire tramite modelli alcune frazioni binarie grazie al breve tempo di rilassamento (di cui si discuterà in seguito).

Si definisce P_1 una popolazione con abbondanza di stelle di campo e P_2 una popolazione con abbondanze anomale. Quest'ultima popolazione è motivata da variazioni sulle abbondanze di specifici elementi (come He, C, N, O, Na, Al) nelle stelle, come prova del bruciamento dell'idrogeno ad alte temperature; questa variazione sulle abbondanze può essere osservata spettroscopicamente e fotometricamente, ed è riconducibile proprio alla presenza di sistemi binari.

Kamann et al. ^[18] hanno misurato per NGC 3201 le seguenti frazioni:

- $\alpha_1 = 23.1\% \pm 6.2\%$
- $\alpha_2 = 8.2\% \pm 3.5\%$

Sempre per ammassi globulari, si possono utilizzare approcci più computazionali. Per analizzare l'ammasso globulare 47 Tuc si è utilizzato Startrack, un codice di sintesi di popolazioni e Fewbody, uno strumento per computare interazioni a 3 e 4 corpi (^[17]). La combinazione di evoluzione stellare e interazioni dinamiche (tra binaria-singola e binaria-binaria) porta ad una netta diminuzione della

popolazione delle binarie nell’ammasso di riferimento. La frazione binaria massima nel core di ammassi stellari molto densi (in questo caso, 47 Tuc), assumendo una frazione iniziale del 100%, è del 5 – 10%. Queste stime sono in accordo con le osservazioni di HST delle binarie vicine a 47 Tuc.

Altri studi (ad esempio, Ji-Bregman et al. 2015, ^[14]) hanno confermato le tendenze evidenziate da questi risultati: negli ammassi aperti, la frazione di binarie primordiali è $\alpha > 5\%$, e solitamente ha valori elevati (fino al 50%); per gli ammassi globulari, α tende ad essere inferiore.

In conclusione, è evidente che la frazione di binarie è molto inferiore negli ammassi globulari rispetto a quelli aperti: questo risulta proprio a causa della maggior densità dei loro core, che favorisco le interazioni dinamiche e quindi la disgregazione di eventuali sistemi binari primordiali. La frazione binaria è quindi legata all’età dell’ammasso: per ammassi giovani, avrò una frazione di binarie primordiali più elevata. Nella tabella 2.1 riassumiamo i risultati appena discussi (da ^[12] ^[14] ^[16] ^[17] ^[18]) con l’aggiunta di altre misure di popolazioni (^[11] ^[13] ^[19]), a conferma di questa tendenza.

Nome oggetto	Tipologia	Frazione binaria α (%)
Perseus OB3	ammasso aperto	34 ± 12
NGC2632	ammasso aperto	35 ± 5
Collider 307	ammasso aperto	40 ± 10
Dias 6	ammasso aperto	58 ± 8
IC 4651	ammasso aperto	50 ± 8
NGC 6178	ammasso aperto	55 ± 10
NGC 3201	ammasso globulare	23 ± 6
47 Tuc	ammasso globulare	5 ± 1
NGC6218	ammasso globulare	8.5 ± 1.3
NGC6352	ammasso globulare	6.9 ± 2.1

Tab. 2.1: frazioni binarie α di alcuni oggetti

Capitolo 3

Dinamica dei sistemi stellari

3.1 Fenomeni dinamici negli ammassi stellari

Le interazioni tra stelle singole cambiano radicalmente la loro orbita, allontanando le stelle dalle traiettorie che avrebbe percorso sulla base del campo gravitazionale presente. Dopo molte interazioni una stella perde memoria della sua traiettoria originale, trovandosi in un'orbita completamente diversa: questo fenomeno è chiamato rilassamento a N-corpi, che rappresenta quindi la risposta del sistema ad una perturbazione, per tornare in equilibrio. Il fenomeno del rilassamento porterà il sistema stellare verso configurazioni di dimensioni ridotte, con core ad alta densità e grandi aloni a bassa densità.

L'evoluzione di un ammasso stellare è determinata da alcuni fenomeni dinamici come risultato del rilassamento, ed essi andranno a modificare varie caratteristiche della popolazione stellare iniziale. Di seguito, si descrivono brevemente tre processi cardine dell'evoluzione di un ammasso, che rappresentano una conseguenza del fenomeno di rilassamento: la perdita di massa (mass loss), la segregazione in massa (mass segregation) e il collasso del core (core collapse).

- **Perdita di massa**

Tutte le stelle che si trovano in fasi avanzate della loro evoluzione, espellono massa dalla loro superficie. Se una stella in queste fasi si trova all'interno di un ammasso, questa massa verrà espulsa al di fuori di esso; questo avviene principalmente nel caso in cui la massa espulsa dalla stella abbia velocità maggiore rispetto alla velocità di fuga dell'ammasso, ma può avvenire anche durante il passaggio dell'ammasso attraverso il disco galattico, poichè il gas al suo interno verrà spazzato via dal gas del disco.

Col progredire della perdita di massa, gli ammassi con regioni centrali poco dense sono particolarmente a rischio di frammentazione a causa delle forze mareali. Invece, ammassi ad alta densità centrale possono sopravvivere a perdite più importanti di massa, poichè non risentono dell'influenza dei fenomeni mareali, a discapito però della perdita del gas circostante.

La perdita di massa causata dall'evoluzione stellare gioca un ruolo minore nell'evoluzione dinamica dell'ammasso: nonostante questo, la fragilità degli ammassi poco densi suggerisce che la popolazione iniziale di ammassi doveva essere molto maggiore rispetto a quella attuale, poichè probabilmente buona parte degli ammassi a bassa densità si è frammentata.

Nella realtà, un ammasso non soddisfa costantemente le condizioni di equilibrio viriale, poichè fenomeni come le supernove possono trasportare il gas al di fuori dell'ammasso, perturbandone l'equilibrio.

Durante il fenomeno della perdita di massa, anche la presenza di sistemi binari può giocare un ruolo importante: tenendo conto che un sistema binario ha un'energia cinetica maggiore di una stella singola (a causa del contributo delle due componenti), esso occuperà un volume maggiore all'interno dell'ammasso. Le stelle nelle regioni più periferiche verranno quindi spinte verso l'esterno, facilitandone l'uscita dall'ammasso.

- **Segregazione in massa**

La maggior parte della formazione stellare avviene in regioni che superano la densità media del disco galattico: una frazione di queste regioni forma ammassi stellari. Una caratteristica osservata negli ammassi è la distribuzione spaziale delle stelle più pesanti rispetto a quelle di piccola massa: la sovra-concentrazione delle stelle massive nel core dell'ammasso è chiamata segregazione in massa.

In altre parole, le stelle massive si sposteranno verso il centro dell'ammasso, mentre stelle di piccola massa verso le regioni più esterne.

Il fenomeno della segregazione in massa si spiega grazie dell'equipartizione dell'energia negli ammassi, dove le tutte stelle hanno la stessa energia cinetica: le stelle più massicce scambiano energia cinetica con quelle di piccola massa (durante il loro moto verso il core dell'ammasso), diminuendo la propria velocità; invece, le stelle di piccola massa acquisteranno energia cinetica, spostandosi verso gli strati più esterni.

- **Collasso del core**

Il fenomeno del collasso del core può essere accelerato dalla segregazione in massa, in funzione dell'energia delle singole stelle che migrano verso le regioni centrali.

Questo processo di contrazione, aumenta notevolmente la densità centrale che, nel caso non venisse considerata l'energia scambiata con eventuali sistemi binari, culmina in una singolarità: col procedere dell'evoluzione dell'ammasso, il raggio del core diminuisce e la densità centrale aumenta.

Nella maggior parte degli ammassi, la dispersione di velocità decresce verso l'esterno, quindi le regioni interne dell'ammasso avranno temperature più alte rispetto le regioni esterne: in questo caso, le interazione tra stelle trasferiranno energia verso l'esterno.

Il core dell'ammasso ha capacità termica negativa, quindi al crescere della temperatura, verrà persa energia: scaldandosi, il core comincerà a contrarsi, aumentando la densità. In mancanza di altri processi dinamici, il collasso potrebbe portare il sistema a raggio nullo (quindi, densità infinita) in un tempo finito. A questo punto, la presenza di stelle binarie gioca un ruolo fondamentale per bloccare il collasso del core.

Si consideri un'interazione a tre corpi con diverse energie cinetiche, nell'assunzione che dopo l'interazione due corpi vadano a formare un sistema binario, lasciando il terzo corpo isolato. Per conservazione di energia, le energie cinetiche iniziali delle tre stelle dovranno essere uguali all'energia cinetica del sistema binario e della terza stella, sommata all'energia interna del sistema. L'energia cinetica immagazzinata nel centro di massa della stella singola e nel sistema binario è maggiore rispetto all'energia cinetica iniziale delle tre stelle: quindi, la formazione di un sistema binario agisce come sorgente di calore per l'ammasso.

Il collasso del core si verifica perchè le regioni interne dell'ammasso hanno capacità termica negativa, ed evolvono trasferendo energia all'alone e diventando più calde; ogni altra sorgente di calore, come la formazione di binarie, aggiunge energia al core raffreddandolo, fino a quando il gradiente di temperatura diventerà nullo, fermando il collasso. Anche le interazioni delle stelle di campo con le binarie primordiali può rappresentare una sorgente di calore dello stesso tipo.

E' chiaro quindi che la presenza di sistemi binari all'interno degli ammassi stellari abbia un ruolo fondamentale nei processi dinamici in atto, a causa della maggiore energia cinetica del sistema: questo implicherà una perdita di massa più importante a causa del maggiore volume occupato dal sistema, una segregazione in massa più efficiente e un blocco totale del collasso del core poichè le stelle binarie agiscono come sorgente di calore in contrasto alla contrazione.

3.2 Tempi scala

Il tempo caratteristico in cui questa perdita di memoria si verifica è chiamato *tempo di rilassamento* t_{rlx} , e rappresenta il tempo necessario ad un oggetto per perturbarne un altro all'interno di un sistema.

Se all'interno di un sistema le interazioni tra le particelle sono efficienti, rispetto al tempo di vita del sistema stesso, quest'ultimo verrà definito collisionale; viceversa, se le interazioni sono trascurabili, sarà non-collisionale.

Gli ammassi globulari sono sistemi collisionali: questo è dovuto alla maggiore probabilità di interazione tra gli oggetti all'interno dell'ammasso.

Per la derivazione di una definizione di tempo di rilassamento associato ad un sistema, vanno introdotti alcuni tempi scala fondamentali.

Nel caso di una violazione dell'equilibrio idrostatico, in quanto tempo avranno luogo i cambiamenti introdotti da questa perturbazione? Per esempio, ci si pone nel caso in cui il gradiente di pressione non riesca più contrastare la gravità: a questo punto, i vari strati della stella verranno accelerati verso il centro di massa da quest'ultima, e la stella comincerà la fase di contrazione chiamata "free fall". Nell'approssimazione di un'accelerazione risultante di

$$|\ddot{r}| = \frac{R}{t_{ff}^2}$$

si ottiene il *tempo di free fall* t_{ff} , con R raggio della stella. Da $-\ddot{r} = g \approx GM/R^2$ per l'intera stella, si ottiene:

$$t_{ff} \approx \sqrt{\frac{R}{g}} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \quad (3.1)$$

Ovviamente ogni strato sarà accelerato con un tasso diverso, quindi questo tempo scala rappresenta un valore medio per una stella in fase di free fall di raggio R e massa M : questo definisce un possibile valore per il tempo dinamico per la stella, ovvero il tempo necessario a ristabilire l'equilibrio dopo una perturbazione. Ora, ci si pone nel caso in cui la gravità sparisca improvvisamente: questo definisce un tempo scala per il gradiente di pressione esterno per far esplodere la stella. Se quest'ultima si trova vicina all'equilibrio idrodinamico, questi tempi scala avranno lo stesso valore, dato dall'equazione 3.1. Con una densità media di $\bar{\rho} = 3M/(4\pi R^3)$, si definisce il *tempo scala dinamico* come

$$t_{dyn} \approx \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \approx \frac{1}{2}(G\bar{\rho})^{-1/2} \quad (3.2)$$

Questo tempo scala t_{dyn} è simile al tempo necessario ad un'onda sonora per spostarsi dal centro di una stella verso la sua superficie; tenendo conto di questo, si definisce il tempo di attraversamento t_{cross} (*crossing time*), ovvero il tempo impiegato da una particella, in questo caso la stella, ad attraversare l'intero sistema, ovvero l'ammasso. Per semplicità, ci si pone nell'assunzione che $t_{cross} \approx t_{dyn}$.

Il tempo di rilassamento t_{rlx} è l'intervallo di tempo in cui una stella perde memoria della sua velocità iniziale. Questo accade quando:

$$\frac{dv}{v} \sim 1$$

il che vale quando si assume che l'unica forza rilevante all'interno del sistema sia quella gravitazionale. Ridefinendo il tempo scala dinamico t_{dyn} come:

$$t_{dyn} = \frac{GM^{5/2}}{-4E^{3/2}}$$

dove $E = T + U$ è l'energia totale dell'ammasso, e applicando la condizione di equilibrio viriale $2T + U = 0$, il t_{dyn} sarà:

$$t_{dyn} = \left(\frac{GM}{r_{vir}^3}\right)^{-1/2}$$

$$t_{dyn} \sim 2 \cdot 10^4 yr \left(\frac{M}{10^6 M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{r_{vir}}{1 pc} \right)^{3/2} \quad (3.3)$$

Dunque, il tempo di rilassamento si configura come il tempo scala in cui le interazioni a 2 corpi trasferiscono energia. E' il tempo in cui interazioni a due corpi trasferiscono energia tra due stelle singole che porterà all'equilibrio termodinamico, ed è definito dalla formula:

$$t_{rlx} = \frac{\langle v^2 \rangle^{1/2}}{15.4 G^2 m \rho \ln \Lambda}$$

dove $\ln \Lambda$ il logaritmo di Coulomb, che ha valore costante per gran parte dei plasmii.

Il valore del parametro Λ è 0.4N per il caso teorico in cui tutte le stelle abbiano la stessa massa e siano distribuite in modo omogeneo e caratterizzata da una distribuzione di velocità isotropica.

Sperimentalmente il valore rilevato è $\Lambda \sim 0.11N$ per sistemi dove le stelle hanno la stessa massa, mentre per sistemi con stelle di massa diversa si avrà un valore molto più piccolo.

Per un ammasso in equilibrio secondo il teorema del viriale, si possono sostituire tutte le quantità per i corrispettivi valori medi riferiti agli ammassi, ovvero:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{GM}{2r_{vir}}$$

$$\bar{\rho} \sim \frac{3M}{8\pi r_{vir}^3}$$

In generale, il tempo di rilassamento sarà molto più grande del tempo scala dinamico.

3.3 Half-mass relaxation time

Sempre dal teorema del viriale, nell'approssimazione in cui il raggio di metà massa $r_{rh} \sim r_{vir}$, si ottiene:

$$t_{rh} \simeq \frac{0.065 \langle v^2 \rangle^{3/2}}{G^2 \langle m \rangle \bar{\rho} \ln \Lambda}$$

$$= 0.14 \frac{N^{1/2} r_{vir}^{3/2}}{G^{1/2} \langle v^2 \rangle \ln \Lambda}$$

$$= \frac{N}{7 \ln \Lambda} t_{dyn}$$

con $\langle m \rangle = N/M$ massa stellare media globale e N il numero totale di stelle nell'ammasso.

Posto per semplicità $\ln \Lambda = 10$, che rappresenta il valore tipico per il range di masse di ammassi, si avrà:

$$t_{rh} \sim 2 \cdot 10^8 yr \left(\frac{M}{10^6 M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{r_{vir}}{1 pc} \right)^{3/2} \left(\frac{\langle m \rangle}{M_\odot} \right)^{-1} \quad (3.4)$$

Il fenomeno del rilassamento è quindi un processo che coinvolge particelle che raggiungono un equilibrio grazie a interazioni mutue. Tuttavia questo tipo di rilassamento a due corpi non è l'unico processo di questo tipo: possono esserci molti altri processi che portano al rilassamento di un sistema.

Nel caso in esame, questo tempo scala farà riferimento a un raggio pari al raggio di metà massa dell'ammasso: questo tempo scala è chiamato quindi *half-mass relaxation time* t_{rh} , ovvero il tempo di rilassamento associato all'ammasso, fino a dove è contenuta metà della massa del sistema. Nella pratica, è conveniente usare questo tempo scala come peso sui tempi da analizzare (nello specifico, $\frac{t}{t_{rh}}$).

Infine, si mettono a confronto vari tempi scala per oggetti diversi, in modo da evidenziare l'influenza del processo di rilassamento durante le fasi evolutive degli ammassi stellari.

Nella seguente tabella troviamo alcuni valori caratteristici di t_{rlx} :

	v [km/s]	n [pc^{-3}]	r [pc]	t_{rlx} [yrs]
Sole	30	0.1	10^3	10^{13}
Ammasso aperto	1	10	5	10^8
Ammasso globulare	10	10^4	5	10^8

Generalmente l'età degli ammassi aperti è compresa tra 10^6 e 10^9 anni, mentre quella degli ammassi globulari è nell'ordine dei 10^{10} anni: viene definito quindi un tempo evolutivo t_{evol} di 10^{10} anni, che comprende le due tipologie di ammassi; invece, una stima tipica del tempo di attraversamento t_{cross} è di circa 10^6 anni.

Utilizzando il tempo evolutivo come estremo massimo, vengono messi a confronto alcuni valori caratteristici per questi tempi scala: per ammassi aperti, il tempo di rilassamento è compreso nell'intervallo $t_{cross} < t_{rlx} < t_{evol}$ ed è nell'ordine del tempo evolutivo, quindi il sistema si dissolverà rapidamente; invece per gli ammassi globulari, il tempo di rilassamento è nell'intervallo $t_{cross} \ll t_{rlx} \ll t_{evol}$ ed è molto più piccolo del tempo evolutivo dell'ammasso, quindi dovranno essere presenti numerosi stadi evolutivi per spiegare questi valori. Viene quindi focalizzata l'attenzione sugli ammassi giovani, in cui il tempo di rilassamento è più compatibile col tempo evolutivo.

Capitolo 4

Segregazione in massa

4.1 Segregazione in massa negli ammassi stellari

Viene focalizzata ora l'attenzione sul processo di segregazione in massa negli ammassi stellari, poichè la presenza di stelle binarie primordiali in questa fase ha numerosi riscontri osservativi. Una prova di questo fenomeno è stata trovata in Serpens South ^[1] (Fig. 4.1) nella regione di formazione stellare Serpens (chiamata anche W40), in cui le stelle presenti si dispongono in base alla loro massa. Altre conferme dello stesso tipo sono state trovate in molti altri ammassi, ad esempio: Trapezium (ammasso aperto), M15 (ammasso globulare) e M22 (ammasso globulare).



Figura 4.1: Serpens South in W40 - credits: NASA/JPL-Caltech/L. Allen (Harvard-Smithsonian CfA) & Gould's Belt Legacy Team

Tipicamente, un sistema stellare contiene stelle in un ampio intervallo di masse. Dal teorema dell'energia cinetica, è noto che le interazioni producono equipartizione dell'energia cinetica: in media, particelle con alte energie cinetiche perderanno energia a favore di quelle con meno energetiche. Tuttavia, in un sistema stellare, questo processo è una diretta conseguenza del rilassamento, che tende a uguagliare le energie cinetiche di stelle di diversa massa.

In un gas, questo processo porta ad uno stato in cui la velocità quadratica media della popolazione di particelle sarà inversamente proporzionale alla massa. Invece, in un sistema stellare, le stelle con massa maggiore che perdono energia cinetica, cadranno all'interno della buca di potenziale gravitazione, incrementando la loro energia cinetica; mentre, stelle con massa minore si sposteranno verso le regioni più esterne, dove la dispersione di velocità è minore.

Si definiscono due stelle di massa M_1 e M_2 , rispettivamente con velocità v_1 e v_2 . L'energia cinetica T del sistema sarà:

$$T = \frac{1}{2}M_1v_1^2 + \frac{1}{2}M_2v_2^2$$

Se $M_2 \gg M_1$, per mantenere l'energia cinetica costante, v_2 dovrà essere minore di v_1 : quindi, le stelle più massicce tendono ad avere velocità minori. Le stelle più pesanti perdono energia cinetica a favore di quelle più leggere, e si sistemano su orbite con energia totale minore, quindi più vicine al centro dell'ammasso.

Per le stelle di piccola massa, si registra invece un aumento di velocità e quindi di energia cinetica, che permetterà loro di migrare verso strati più esterni dell'ammasso; se l'energia è abbastanza alta, potranno uscire completamente dall'ammasso.

In un ammasso molto giovane, la causa del fenomeno della segregazione in massa non è ancora molto chiara, poichè il sistema potrebbe ancora sviluppare fenomeni di rilassamento entro un t_{rlx} . Può essere causato da: una IMF spazialmente variabile, da una formazione stellare ritardata nel nucleo, o da processi dinamici di varia natura che hanno separato inizialmente la distribuzione di massa iniziale. Ovviamente negli ammassi di età avanzata, la segregazione in massa è molto più evidente. Uno dei primi casi fu osservato da Mathieu e Latham nel 1986 in M67, uno degli ammassi globulari più antichi, analizzando la distribuzione radiale di tre famiglie di stelle: stelle singole, sistemi binari e blue stragglers.

Le distribuzioni radiali totali dei sistemi binari e delle blue stragglers sono molto simili, e molto più concentrate rispetto alle stelle singole. In un sistema così antico, questo risultato si spiega solo tramite il fenomeno della segregazione in massa tra stelle di diversa massa individuale.

Segregazione in massa in assenza di sistemi binari

La differenza tra un sistema collisionale (ammasso) inizialmente segregato in massa e non-segregato, si attenua gradualmente col procedere dell'evoluzione del sistema. Questo si evidenzia calcolando la distribuzione radiale di massa media di due sistemi con queste caratteristiche:

$$\langle m(r_k) \rangle = \frac{\sum_{i=1}^k m_i}{\sum_{i=1}^k n_i} \quad (4.1)$$

con n_i numero di stelle, m_i massa della singola stella, e r_k ampiezza del k-esimo bin.

Inizialmente, la differenza osservata è data dal diverso grado di segregazione, visto che un sistema è segregato e l'altro no. Successivamente, i due profili diventano man mano più simili a causa della distribuzione di energia: il sistema non-segregato comincia a sviluppare segregazione, mentre l'altro perde la sua segregazione iniziale. Su questo si basa uno studio di Pavlík et al. ^[1], basato su modelli con ammassi a N stelle (nelle figure, 1200 e 2400) di varie tipologie.

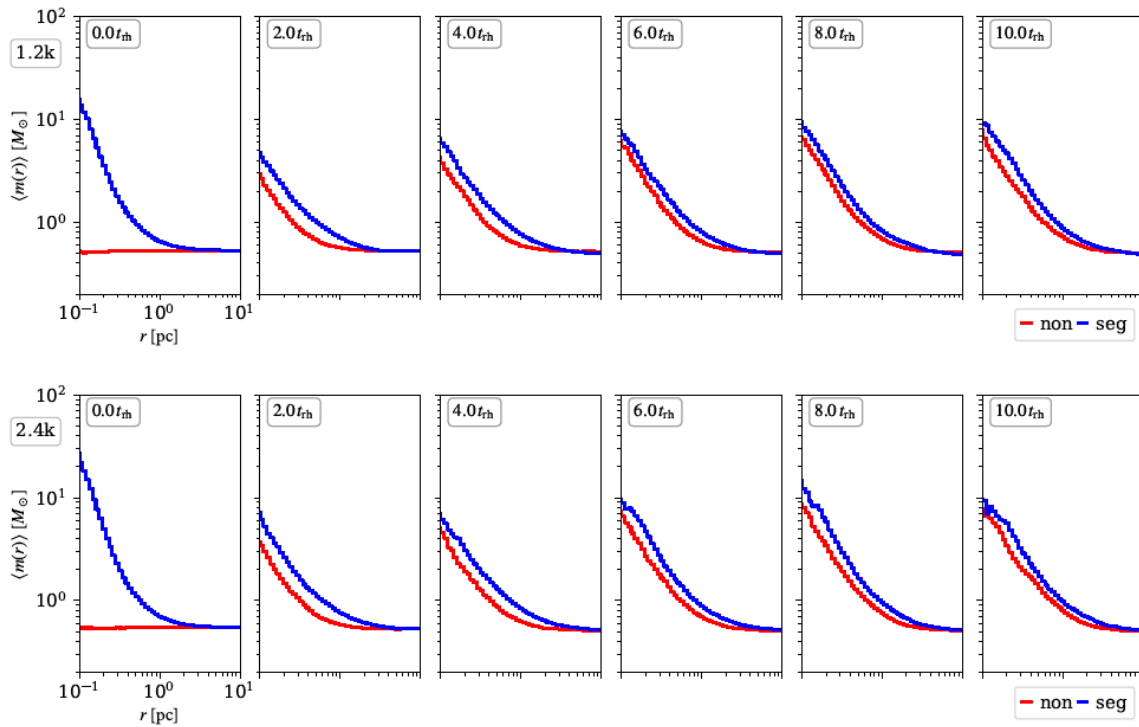


Figura 4.2: Distribuzione di massa media contenuta in una sfera di raggio r

Tenendo conto delle oscillazioni al centro dell'ammasso, l'evoluzione dei due sistemi sarà praticamente la stessa per vari valori del tempo di rilassamento t_{rh} . Dai grafici in Fig.4.2, si evince difatti che le fluttuazioni sono molto alte per raggi piccoli nei modelli con massa maggiore.

Viene definito poi il parametro integrale A (riferito al k -esimo bin per raggio r_k) come:

$$A = \sum_{k=1}^{n_{bin}} \frac{m(r_k)}{\Delta r_k} \quad (4.2)$$

dove n_{bin} è il numero totale di bin (ogni bin è in scala logaritmica): risulta utile analizzare il rapporto A_{seg}/A_{non} degli ammassi inizialmente segregati e non-segregati. Questo rapporto, visibile in Fig.4.3, decresce inizialmente e converge ad un valore costante vicino a $A_{seg}/A_{non} \sim 1$.

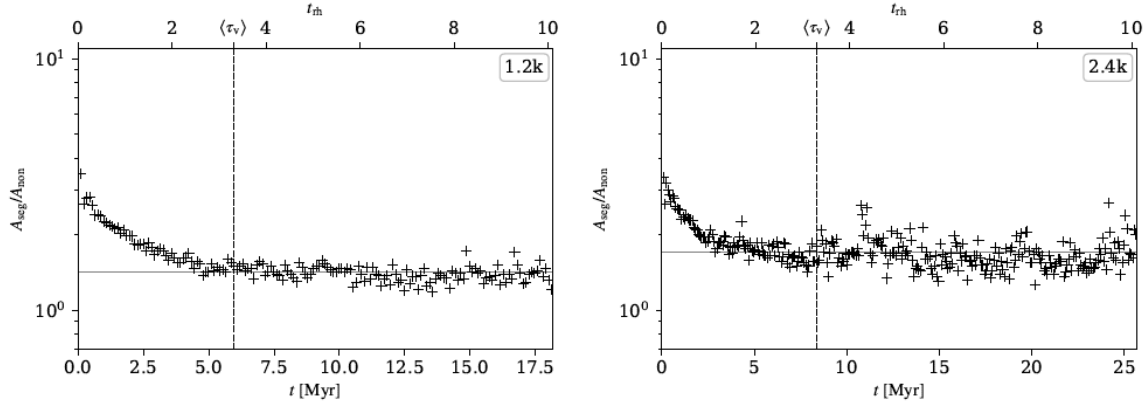


Figura 4.3: Evoluzione del rapporto A_{seg}/A_{non} nel tempo, per due campioni di 1200 e 2400 stelle singole di varie tipologie.

Dunque dopo un certo intervallo di tempo questa differenza in segregazione svanisce; se si definisce questo tempo scala caratteristico come τ_v si troverà che, sperimentalmente, questo valore è compreso nell'intervallo $3t_{rh} \leq \tau_v \leq 3.5t_{rh}$, con un valore medio di $\langle \tau_v \rangle = 3.3t_{rh}$.

Le stelle massicce ($M > 5M_{\odot}$) evolvono più velocemente a livello dinamico, e i loro profili radiali sono consistenti con i dati osservativi in questo intervallo di massa; purtroppo nessun modello descrive invece la distribuzione delle stelle più leggere.

In conclusione, un risultato importante ottenuto è che ammassi segregati e non-segregati sono indistinguibili dopo un tempo scala medio $\langle \tau_v \rangle = 3.3t_{rh}$.

4.2 Ruolo delle stelle binarie durante la segregazione

La maggior parte delle stelle nasce all'interno di un sistema binario; nella seguente tabella possiamo vedere alcune percentuali a riguardo.

Tipologia	% stelle nate in un sistema binario
M-dwarf	42%
K-dwarf	45%
G-dwarf	57%

Lo scambio di energia tra stelle singole e sistemi binari causa lo spostamento di quest'ultimi verso il core dell'ammasso, vista la loro massa maggiore: questo aumenta la frazione binaria all'interno dell'ammasso, a discapito della percentuale nell'alone. La frammentazione di sistemi binari primordiali a causa della segregazione in massa determina la distribuzione radiale della frazione binaria negli ammassi molto densi.

In generale, la frazione delle binarie aumenta con la massa delle stelle. Per studiare il caso di Serpens South, sono state usate simulazioni basate su un modello a N corpi e una IMF di Kroupa standard [4], ovvero una funzione di massa iniziale del tipo:

$$\xi(m) = m^{-\alpha_i}$$

dove i coefficienti α_i sono definiti in base all'intervallo massa scelto. Nello specifico:

$$\begin{aligned}\alpha_0 &= 0.3 \pm 0.7 \quad \rightarrow \quad 0.01 \leq \frac{m}{M_\odot} < 0.08 \\ \alpha_1 &= 1.3 \pm 0.5 \quad \rightarrow \quad 0.08 \leq \frac{m}{M_\odot} < 0.50 \\ \alpha_2 &= 2.3 \pm 0.3 \quad \rightarrow \quad 0.50 \leq \frac{m}{M_\odot} < 1.00 \\ \alpha_3 &= 2.3 \pm 0.7 \quad \rightarrow \quad 1.00 \leq \frac{m}{M_\odot}\end{aligned}$$

Si è ipotizzata una frazione binaria pari al 50%, e un rapporto di massa q compreso tra 0.1 e 1, per masse superiori alle $5 M_\odot$ (quindi nell'approssimazione di stelle massicce). Seguendo lo stesso procedimento operativo descritto nella sezione 4.1, si sono ottenuti i risultati per il rapporto A_{seg}/A_{non} visibili in Fig.4.4.

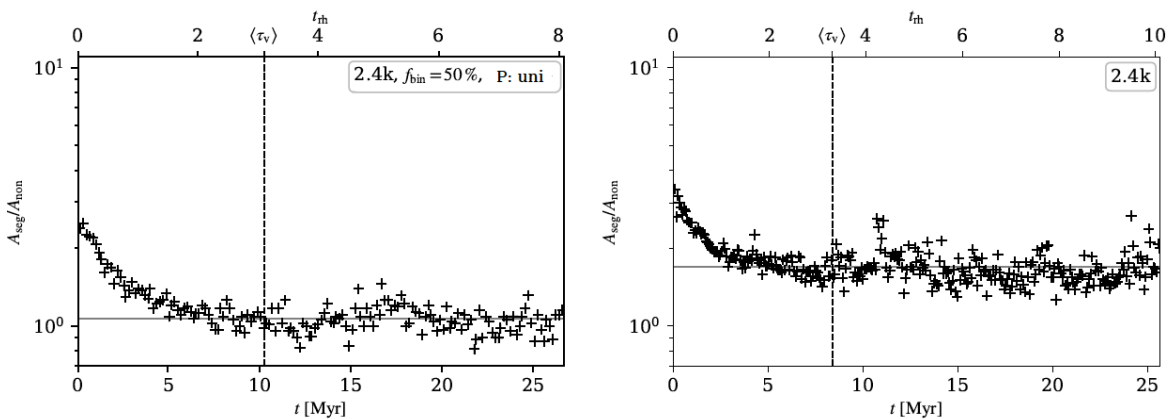


Figura 4.4: Evoluzione del rapporto A_{seg}/A_{non} nel tempo, per due campioni di 2400 stelle. A sinistra, il campione con il 50% di stelle binarie, mentre a destra il campione con solo stelle singole

Risulta quindi evidente che gli ammassi stellari con binarie evolvono allo stesso modo dei corrispettivi modelli con stelle singole (per riferimento, ^[1] ^[2]).

Confrontando i dati riferiti alle stelle singole e quelli riferiti alla presenza di binarie (tenendo conto delle equazioni 4.1 e 4.2), è stato confermato che il tempo scala τ_v sia indipendente dalla frazione di binarie, e mantiene un valore medio di $\langle \tau_v \rangle = 3.3t_{rh}$.

4.3 Compabilità dei modelli con Orion Nebula Cluster

Per completezza, si paragonano i risultati ottenuti con i dati ricavati dall'Orion Nebula Cluster (ONC) per lunghezze d'onda in X, near-IR e ottico. I dati ottenuti contengono circa 2400 sorgenti, da nane marroni e protostelle a stelle massicce di Trapezium.

Per ONC, non si può escludere che ci sia stata un'evoluzione dallo stato segregato a quello non-segregato, ma tenendo conto dell'estinzione e dell'allungamento, uno stato iniziale perfettamente segregato in massa per ONC è consistente con le osservazioni. Da Sheikhi et al. ^[16] si sa che, indicativamente, la più probabile frazione binaria di ONC è $8.8\% \pm 1.1\%$. Utilizzando lo stesso metodo operativo descritto in precedenza, sono state ripetute le misure tenendo conto di una frazione binaria del 50%.

Per verificare la compatibilità delle simulazioni, si utilizza il test di Kolmogorov-Smirnov, ovvero un test statistico che consente di verificare l'adattamento distribuzionale di un campione casuale proveniente da una variabile casuale continua; sostanzialmente, esso verifica la compatibilità della distribuzione generata dalla simulazione a N corpi, con la distribuzione ottenuta dai dati di ONC. Il

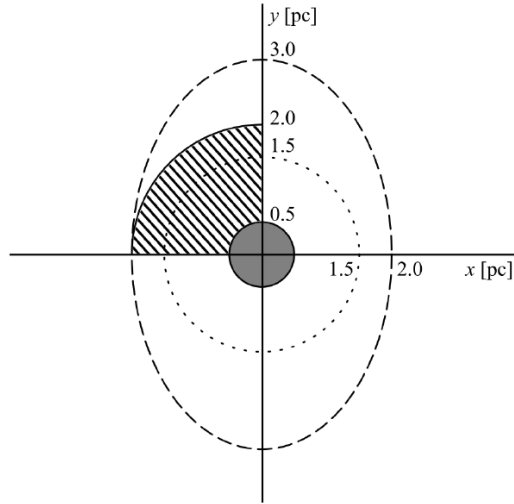


Figura 4.5: Schema del modello di confronto di ONC. L'area sbarrata non contiene stelle di piccola massa ($M < 5M_{\odot}$); l'ellisse tratteggiata mostra il ridimensionamento delle stelle di piccola massa lungo l'asse y di un fattore 1,5; il cerchio tratteggiato illustra il ridimensionamento isotropico di tutte le stelle massicce; il cerchio grigio copre la regione centrale in cui le stelle di piccola massa rimangono senza ridimensionamento.

test restituisce un valore caratteristico p : se $p > 0.05$, i valori delle distribuzioni verranno dalla stessa sorgente (dunque saranno compatibili); se $p < 0.05$, le due distribuzioni seguiranno due andamenti differenti, e saranno quindi incompatibili.

Nel caso di modelli inizialmente segregati in massa (considerando elongazione ed estinzione), il test di Kolmogorov-Smirnov dá un valore $p > 0.05$ ad un tempo pari all'età attuale di ONC.

Nel caso di modelli inizialmente non-segregati invece, nessun modello è compatibile con i dati al tempo attuale di ONC, anche considerando elongazione ed estinzione.

Capitolo 5

Conclusioni

In questo elaborato è stata analizzata l'influenza di una popolazione di stelle binarie all'interno di un ammasso stellare delle dimensioni dell'Orion Nebula Cluster, e nello specifico il suo ruolo durante il processo di segregazione.

Ipotizzando una frazione binaria del 50% su un campione di 2400 stelle, si arriva ad un tempo scala medio di $\langle \tau_v \rangle = 3.3 t_{rlx}$ per rendere indistinguibili due sistemi (uno inizialmente segregato e uno non-segregato): questo risultato è perfettamente compatibile con il modello in assenza di sistemi binari. Questi risultati, con la presenza di stelle singole e stelle binarie, sono stati confrontati con i dati rilevati da ONC tramite il test di Kolmogorov-Smirnov.

L'unico modello compatibile è quello con una segregazione di massa nelle prime fasi evolutive dell'ammasso, se si tiene conto di elongazione e estinzione interstellare per ONC: questo mostra che quasi sicuramente l'evoluzione di ONC è iniziata da un ammasso segregato in massa.

Considerando che la presenza di binarie in ONC è governata da una frazione di $\alpha = 8.8\% \pm 1.1\%$ (molto inferiore a quella ipotizzata dal modello di Pavlík), si deduce che l'influenza dei sistemi binari nelle prime fasi evolutive di ammassi stellari è trascurabile, poichè non comporta una modifica del tempo scala necessario a rendere indistinguibile un ammasso inizialmente segregato da un ammasso inizialmente non-segregato.

Bibliografia

- [1] Pavlík, V., Kroupa, P. & Šubr, L., 2019 - *Do star clusters form in a completely mass-segregated way?*
- [2] Pavlík, V., 2019 - *Primordial mass segregation of star clusters: the role of binary stars*
- [3] Spitzer, L., Jr. & Hart, M. H., 1970 - *Random gravitational encounters and the evolution of spherical systems (II, models)*
- [4] Kroupa, P., 2001 - *On the variation of the Initial Mass Function*
- [5] Binney, J., Tremaine, S., 2008 - *Galactic dynamics: second edition*
- [6] Scharf, C., A., 2009 - *Extrasolar Planets and Astrobiology*
- [7] Carretta, E., Gratton, R., G., Clementini, G.; Fusi Pecci, F., 2000 - *Distances, Ages, and Epoch of Formation of Globular Clusters*
- [8] Bennett, C. L.; Halpern, M.; Hinshaw, G.; Jarosik, N.; Kogut, A.; Limon, M.; Meyer, S. S.; Page, L.; Spergel, D. N.; Tucker, G. S.; Wollack, E.; Wright, E. L.; Barnes, C.; Greason, M. R.; Hill, R. S.; Komatsu, E.; Nolte, M. R.; Odegard, N.; Peiris, H. V.; Verde, L. Weiland, J. L., 2003 - *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results*
- [9] Gratton, R., G., Carretta & E., Bragaglia, A., 2012 *Multiple populations in globular clusters: lessons learned from the Milky Way globular clusters*
- [10] Bastian, N. & Lardo, C., 2017 - *Multiple populations in globular clusters*
- [11] Borodina, O., I., Seleznev, A., F., Carraro, G. & Danilov, V., M., 2019 - *Unresolved Binaries and Galactic Clusters' Mass Estimates*
- [12] Sana, H., James, G. & Gosset, E., 1988 - *The massive star binary fraction in young open clusters - IC 2944 and the Cen OB2 association*
- [13] Dias, W., S., Monteiro, H., Lépine, J. R. D., Prates, R., Gneiding, C., D. & Sacchi, M., 2018 - *Astrometric and photometric study of Dias 4, Dias 6 and other five open clusters using ground based and Gaia DR2 data*
- [14] Ji, J. & Bregman, J., N., 2015 - *Binary frequencies in a sample of globular clusters - II. Sample analysis and comparison to models*
- [15] Li, C., de Grijs, R. & Deng L., 2018 - *The binary fractions in the massive young Large Magellanic Cloud star clusters NGC 1805 and NGC 1818*
- [16] Sheikhi, N., Hasheminia, M., Khalaj, P., Haghi, H., Zonoozi, A., H., & Baumgardt, H., 2016 - *The binary fraction and mass segregation in Alpha Persei open cluster*
- [17] Ivanova, N., Belczynski, K., Fregeau, J., M. & Rasio, F., A., 2005 - *The evolution of binary fractions in globular clusters*

- [18] Kamann, S., Giesers, B., Bastian, N., Brinchmann, J., Dreizler, S., Göttgens, F., Husser, T., O., Latour, M., Weilbacher, P., M., & Wisotzki, L., 2019 - *The binary content of multiple populations in NGC 3201*
- [19] Reipurth, B., Guimãra, M., M., Connelley, M., S. & Bally, J., 2007 - *Visual binaries in the Orion Nebula Cluster*
- [20] G. Carraro, dispense dal corso di *Astrofisica del Mezzo Interstellare*