

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Instituto de Física

Evolução dinâmica de aglomerados de estrelas

Denis Carvalho De Fazio

Porto Alegre - RS
2008

Índice

Introdução	3
Aglomerados globulares	3
Aglomerados abertos	4
Um pouco de história	5
Objetivo	5
Metodologia	6
Processos de evolução	6
Evaporação e ejeção	6
Evolução estelar	8
Efeitos de maré (força gravitacional diferencial)	10
Colisões com braços espirais	11
Encontros com nuvens moleculares gigantes	12
Perda total de massa	13
Conclusão	14
Bibliografia	16

Introdução

O estudo de aglomerados de estrelas tem um papel importante no desenvolvimento do nosso conhecimento sobre o universo. Aglomerados variam muito com relação à estrutura, luminosidade e metalicidade. Os mais compactos luminosos e pobres em metais são classificados como aglomerados globulares, já os menos compactos, menos luminosos e mais ricos em metais são chamados aglomerados abertos.

Nesse trabalho serão estudados processos que contribuem para a evolução dinâmica desses aglomerados, podemos dividir esses processos em, (i) internos e (ii) externos. Dentro da classe dos processos internos, vamos considerar, (i) evolução estelar, (ii) evaporação de estrelas e (iii) ejeção de estrelas. Enquanto que nos processos externos serão considerados (i) maré (força diferencial gravitacional), (ii) colisão com nuvens moleculares e (iii) colisão com braços espirais.

Aglomerados Globulares

Os aglomerados globulares são de uma maneira geral, aglomerações esféricas de estrelas, que podem ocupar posições, desde muito próximas ao centro da galáxia, até regiões bem afastadas no halo. Esses aglomerados podem ser divididos em duas famílias, os mais pobres em metais, situados no halo da galáxia e os mais ricos em metais, que se concentram mais próximos ao bojo. Estudos de aglomerados globulares podem nos ajudar a entender questões fundamentais, como por exemplo, a idade do universo e como a Via Láctea se formou. Por outro lado, como são estruturas simples, aglomerados globulares podem ser usados como testes para teorias de dinâmica estelar.

Muitos dos aglomerados globulares da Via Láctea são visíveis a olho nu e por isso são conhecidos desde tempos muito remotos. Outros menos brilhantes foram descobertos mais recentemente. As características que definem um aglomerado globular são, (i) suas projeções parecem ser aproximadamente circulares; (ii) eles parecem ser puramente constituídos de estrelas.

Apesar de serem quase circulares aparentemente, as imagens desses aglomerados são elípticas. Num estudo de 99 aglomerados globulares White

& Shawl (1987) calcularam que a razão média dos eixos das elipses é $\frac{b}{a} = 0.93$, com somente 5% mais alongados do que $\frac{b}{a} = 0.80$.

Um aspecto muito interessante dos aglomerados globulares é a idade destes. Como eles estão entre os objetos mais antigos da Via Láctea, possíveis diferenças nas idades de aglomerados em diferentes localizações na galáxia, podem nos dar importantes pistas de como a galáxia foi formada.

Existem ainda, evidências de aglomerados que foram acretaados de outras galáxias. Ômega Centauro, por exemplo, acredita-se ter sido o núcleo de uma galáxia.

Aglomerados Abertos

Nem todas as aglomerações de estrelas da Via Láctea têm a estrutura característica dos aglomerados globulares. Muitos aglomerados de estrelas apresentam pouca simetria em suas aparências, e não são tão compactos. Por causa de suas morfologias esses sistemas são conhecidos como aglomerados abertos. Os aglomerados abertos são encontrados no disco da galáxia e por isso às vezes são chamados de aglomerados galácticos.

Por causa da baixa concentração de estrelas, esses aglomerados são bem mais difíceis de serem visualizados. Ainda por eles se encontrarem no plano da galáxia, podem facilmente ser encobertos por poeira ou serem perdidos no meio de densos campos de estrelas. Seus diâmetros podem chegar a alguns parsecs, por serem objetos relativamente grandes e nós conseguirmos detectar apenas exemplos relativamente próximos, esses aglomerados cobrem grandes áreas no céu, atingindo alguns graus.

As propriedades de um aglomerado aberto podem ser resumidas pela classificação de Trumpler (Trumpler 1930), que especifica: (i) o grau de concentração por um número romano I...IV, de forma que o menor número indica maior concentração central; (ii) o intervalo de magnitudes medidas numa escala de 1...3, de forma que quanto menor o número, menor o intervalo de magnitudes entre as estrelas mais brilhantes e menos brilhantes; (iii) riqueza, especificada por p, m ou r, onde p significa pobre (menos de 50 estrelas), m significa médio (50-100 estrelas), e r significa rico (mais de 100 estrelas). Um n pode ser adicionado à classificação quando houver nebulosidade.

Um pouco de história

A idéia de que aglomerados de estrelas evoluem dinamicamente é tão antiga quanto ao próprio conceito de aglomerados estelares. O primeiro a discutir detalhadamente propriedades de aglomerados foi William Herschel, que atribuiu os vários graus de “concentração central” a uma seqüência de evolução na qual os aglomerados globulares representavam a evolução final (Herschel 1789). Nessa época, porém, ainda não existia uma teoria de dinâmica estelar.

Para que evolução dinâmica fosse estudada de maneira significativa, um método para determinar idades de aglomerados se tornou uma necessidade. O catálogo compilado por Trumpler (1930) listava os tipos espectrais dos 100 aglomerados abertos mais brilhantes da Via Láctea, na década de 1950 essa informação começou a ser usada para datar idades. A partir deste ponto ficou claro que o número de aglomerados antigos era bem menor que o número anteriormente previsto.

Dados observacionais de van den Bergh & MacClure (1980) ajudaram a revelar a importância das colisões com nuvens moleculares gigantes, já que os aglomerados abertos mais antigos foram observados em regiões onde a densidade de nuvens moleculares gigantes é baixa.

A primeira evidência observacional de que o tempo de evolução dos aglomerados depende da massa, veio de Janes & Adler (1982).

Antes do lançamento do telescópio espacial Hubble em 1990, pouco se conhecia sobre propriedades de aglomerados fora de nossa galáxia.

Objetivo

Nesse trabalho serão estudados os processos que estão envolvidos na evolução dinâmica de aglomerados de estrelas, tais como, evolução estelar, evaporação e ejeção de estrelas, denominados internos e também os processos externos, como os efeitos de maré (força diferencial gravitacional), colisão com nuvens moleculares e colisão com braços espirais, objetivando estimar a perda de massa dos aglomerados com relação ao tempo.

Metodologia

A metodologia utilizada na realização deste trabalho foi diferente para cada efeito analisado, foi feita analogia a um gás ideal para a explicação dos processos de evaporação e ejeção de estrelas, enquanto que os estudos de colisões com nuvens moleculares gigantes, encontros com braços espirais e efeitos de maré exigiram simulações de N-corpos.

Processos de evolução

A evolução dinâmica de aglomerados de estrelas é governada principalmente pelos mecanismos que serão discutidos a seguir.

Evaporação e ejeção de estrelas

Para abordar esses processos pode-se fazer uma analogia a um gás ideal, a energia cinética K em um sistema auto gravitante de N massas pontuais iguais é dado pela temperatura média:

$$K = \frac{1}{2} Nm \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2} Nk_B \langle T \rangle$$

onde m é a massa estelar, k_B é a constante de Boltzmann, $\langle v^2 \rangle$ e $\langle T \rangle$ são, a dispersão de velocidades e temperatura médias, respectivamente, ambas dependem da posição no aglomerado. De acordo com o teorema de Virial,

$$2K + W = 0$$

a energia total é

$$E = K + W = -K = -\frac{3}{2} Nk_B \langle T \rangle.$$

Portanto, o calor específico fica negativo

$$c \equiv \frac{dE}{d\langle T \rangle} = -\frac{3}{2} Nk_B$$

Este resultado é válido para sistemas auto gravitantes ligados, e exibe um comportamento incomum. O sistema se aquece quando perde energia, se tal sistema entra em contato com um reservatório a temperatura constante, uma pequena instabilidade causaria fluxo de calor para o reservatório. Essa perda de energia causa aquecimento, ou seja, aumento da energia cinética das partículas, e a energia de ligação W se torna mais negativa. A diferença de temperatura entre o reservatório e o sistema aumenta, intensificando o fluxo. O centro de um aglomerado pode ser considerado um sistema isotérmico em contato com um halo externo, nesse caso o núcleo é a fonte de calor, enquanto o halo é o reservatório. Desta maneira é possível que o núcleo perca energia, se contraia e aqueça.

A formação de binárias no centro de um aglomerado impede o colapso do mesmo. Com o aumento da densidade é bastante provável que ocorram estrelas triplas temporárias. Estudos numéricos do problema de três corpos revelam que uma estrela binária é formada no final do processo, e uma estrela recebe energia suficiente para escapar das outras duas.

As binárias trazem um grande número de parâmetros que dominarão a evolução interna do aglomerado. O fluxo de calor pode acabar e o colapso é impedido.

Estrelas que excedem a velocidade de escape local escapam do aglomerado. Durante cada tempo de relaxamento, uma fração de estrelas atinge energias acima dessa velocidade. Quando elas se livram, a velocidade de escape cai, de acordo com a massa restante do aglomerado. A energia necessária para remover uma unidade de massa,

$$\frac{1}{2} \langle v_{esc}^2 \rangle = -2 \frac{W}{M}$$

então, temos

$$\langle v_{esc}^2 \rangle = -4 \frac{W}{M}.$$

Novamente pelo teorema de Virial $-W = 2K$, onde $K = \frac{1}{2} M \langle v^2 \rangle$ é a energia cinética total, encontra-se que

$$\langle v_{esc}^2 \rangle = 4 \langle v^2 \rangle,$$

ou seja, a velocidade média de escape é apenas o dobro da dispersão de velocidades.

O escape pode ocorrer de duas maneiras conceitualmente diferentes, (i) um encontro muito próximo com outra estrela pode produzir um aumento na velocidade, fazendo com que esta ultrapasse a velocidade de escape, a esse processo damos o nome de ejeção; (ii) vários encontros mais fracos, ou seja muito mais distantes, podem fazer com que uma estrela vá acumulando energia, até que consiga uma energia ligeiramente positiva e escape, este efeito é chamado de evaporação. É importante ressaltar que esses efeitos se referem a estrelas que escapam do aglomerado, não é gás que é evaporado ou ejetado.

Evolução estelar

A perda de massa devido a evolução estelar, principalmente por estrelas massivas, ($M > 10M_{\odot}$), se dá por dois efeitos diferentes, vento estelar ou explosões como supernovas.

Vento estelar é um fluxo de gás ejetado da parte mais externa da atmosfera das estrelas. Diferentes tipos de estrelas têm diferentes ventos estelares. Estrelas se aproximando do fim de suas vidas, como gigantes vermelhas e supergigantes, por exemplo, ejetam grandes quantidades de massa ($\dot{M} > 10^{-3}$ massas solares por ano) através dos ventos. Estrelas G, como o Sol, têm um vento que consiste principalmente de elétrons e prótons de energia suficientemente alta para que escapem do campo gravitacional da estrela. Estrelas dos tipos O e B têm ventos estelares a uma taxa mais modesta ($\dot{M} > 10^{-6}$ massas solares por ano).

Apesar de ventos estelares nas estrelas da sequência principal não influenciarem muito na evolução, após a sequência principal a massa perdida pelos ventos pode inclusive determinar o destino da estrela. Muitas estrelas acabam se tornando anãs brancas ao invés de explodirem como supernovas por causa da perda de massa por ventos estelares.

Uma supernova é uma explosão estelar, depois que o núcleo de uma estrela massiva para de gerar energia por fusão nuclear, acontece um colapso

gravitacional do núcleo, liberando energia potencial gravitacional que aquece e expelle as camadas mais externas da estrela.

Após a explosão permanece um objeto compacto no centro e um material externo que se expande rapidamente. Essa nuvem de material começa em uma fase de expansão livre que pode durar até dois séculos, então, gradualmente passa por um período de expansão adiabática para depois esfriar lentamente, se misturando com o meio interestelar.

Vários modelos de evolução de aglomerados existem para calcular a perda de massa por evolução estelar, nesse trabalho será adotado os modelos GALEV. Esses modelos contem estrelas no intervalo de massas $0.15 < M_* < 85M_\odot$. Lamers (2005) mostrou que a fração da massa inicial do aglomerado, M_i , que é perdida por evolução estelar nos modelos GALEV pode ser aproximada por uma função da seguinte forma

$$\log q_{ev}(t) = (\log t - a_{ev})^{b_{ev}} + c_{ev} \text{ para } t > 12.5 \times 10^6 \text{ anos}$$

onde $q_{ev} \equiv \frac{(\Delta M)_{ev}}{M_i}$ e $(\Delta M)_{ev}$ é a massa perdida por evolução estelar.

Os valores de a_{ev} , b_{ev} e c_{ev} são dados na Tabela 1 para diferentes metalicidades. Esse modelo descreve a fração de massa perdida para $t > 12.5 \times 10^6 \text{ anos}$ com bastante precisão. A perda de massa enquanto os aglomerados são ainda jovens não é importante, pois estrelas muito massivas $M_* > 30M_\odot$ são raras e não contribuem muito para a massa do aglomerado.

Tabela 1. Aproximações da perda de massa por evolução estelar para modelos GALEV de aglomerados com Salpeter IMF de $\alpha = -2.35$, $0.15 < M_* < 85M_\odot$ e $0.0004 < Z < 0.05$

Z	a_{ev}	b_{ev}	c_{ev}
0.0004	7.06	0.265	-1.790
0.0040	7.06	0.260	-1.800
0.0080	7.03	0.260	-1.800
0.0200	7.00	0.255	-1.805
0.0500	7.00	0.250	-1.820

A perda de massa de um aglomerado por evolução estelar é

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)_{ev} = -M(t) \frac{dq_{ev}}{dt}.$$

Efeitos de maré (força gravitacional diferencial)

Quando um corpo está no campo gravitacional de uma grande massa, ele é distorcido pela maré.

Atração gravitacional diminui com o quadrado da distância; quanto mais perto um objeto está de outro, mais intensamente ele é afetado pela gravidade do outro objeto. Isso também vale para partes de um objeto, então a superfície de um objeto sofre uma atração mais forte do que o núcleo do mesmo. Quando esta diferença se torna grande o objeto se distorce.

No caso dos aglomerados, que estão sentindo o campo gravitacional galáctico, as estrelas mais próximas do centro da galáxia sofrem uma atração mais intensa do que as estrelas que estão no núcleo do aglomerado. Essa diferença faz com que o aglomerado perca massa, que escapa de seu campo gravitacional.

Baumgardt & Makino (2003) calcularam simulações de N-corpos de aglomerados em órbitas circulares e elípticas num campo de maré de uma galáxia, para aglomerados de diferentes massas iniciais, perfis de densidades e distâncias ao centro da galáxia. Gieles et al. (2004) mostraram que para todos os modelos, com aglomerados com $M_i > 4500M_\odot$ o tempo de dissolução pode ser expressado com uma função da massa inicial do aglomerado

$$t_{dis} = t_4 \left(\frac{M_i}{10^4 M_\odot} \right)^{0.62},$$

onde t_4 é uma constante que depende da intensidade do campo de maré da galáxia na qual o aglomerado se move e da excentricidade de sua órbita.

A perda de massa causada pela maré pode ser escrita da seguinte forma

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)_{maré} = \frac{-M(t)}{t_{dis}} = \frac{-\left(\frac{M}{10^4 M_\odot}\right)^{0.38}}{\frac{t_4}{10^4}} \frac{M_\odot}{10^6 \text{ anos}}$$

Colisões com braços espirais

Gieles et al. (2006a) estudaram a dissolução de aglomerados de estrelas por simulações de N-corpos pelos braços espirais. Foi usada a expressão analítica de Ostriker et al. (1972) para o tempo de dissolução de aglomerados devido a colisões com o disco para chegar a expressão do tempo de dissolução por braços espirais. A perda de massa por braços espirais só ocorre no momento que o aglomerado cruza o braço. Assumindo que os braços espirais se movem com um padrão de velocidade constante (Ω_p) e que a matéria no disco tem uma velocidade circular constante (V_{disco}), a velocidade relativa (V_{drift}) depende da localização na galáxia (R). O efeito dos choques com os braços espirais é muito importante próximo ao raio de co-rotação (R_{CR}), que é o ponto onde o disco e os braços espirais têm a mesma velocidade rotacional.

Adotando o modelo de braço espiral de Gieles et al. (2006a), que é baseado num estudo de Elmegreen et al. (1989) das galáxias espirais M81 e M100. Dias & Lépine (2005) acharam $\Omega_p = 25.9 \text{ kms}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ para os braços espirais da galáxia, de um estudo de aglomerados de estrelas próximos, e um raio de co-rotação quase igual ao raio solar $\frac{R_{CR}}{R_0} = 1.06 \pm 0.08$. Baseado nos valores $R_0 = 8.5 \text{ kpc}$, $V_{disco} = 220 \text{ kms}^{-1}$ e assumindo que nossa galáxia tem 4 braços espirais (Vallée 2005), Gieles et al. (2006a) usaram

$$V_{drift} = 12.5 \text{ kms}^{-1} = 12.7 \frac{\text{pc}}{10^6 \text{ anos}} \text{ e } t_{drift} = 1.05 \times 10^9 \text{ anos}. \text{ A razão } f = \frac{\left(\frac{\Delta M}{M}\right)}{\left(\frac{\Delta E}{E}\right)} = 0.3 \text{ entre}$$

o ganho de energia e a perda de massa, prevista por Gieles et al. (2006a) encontramos que

$$\begin{aligned} t_{espirais} &= 20 \left(\frac{M}{10^4 M_\odot} \right) \left(\frac{3.75 \text{ pc}}{r_h} \right)^3 \times 10^9 \text{ anos} \\ &= 20 \left(\frac{M}{10^4 M_\odot} \right)^{1-3\lambda} \times 10^9 \text{ anos} \end{aligned}$$

onde foi substituída a relação massa-raio observada de aglomerados em galáxias próximas de Larsen (2004): $r_h = 3.75 \left(\frac{M}{10^4 M_\odot} \right)^\lambda$, com $\lambda = 0.10 \pm 0.03$, r_h é o raio a meia massa. A perda de massa dos aglomerados por braços espirais é, então

$$\left(\frac{dM}{dt} \right)_{\text{espirais}} = \frac{-M(t)}{t_{\text{espirais}}} = -0.5 \left(\frac{M(t)}{10^4 M_\odot} \right)^{3\lambda} \frac{M_\odot}{10^6 \text{ anos}}$$

Para $\lambda = 0.1$ a perda de massa por braços espirais tem quase a mesma dependência, $\propto M^{0.3}$, que a perda de massa por campo de maré, $M^{0.38}$.

Encontros com nuvens moleculares gigantes

Gieles et al. (2006c) estudaram encontros entre nuvens moleculares gigantes e aglomerados usando simulações N-corpos. Eles chegaram a uma expressão para o ganho de energia e perda de massa, para um grande intervalo de distâncias de encontros. Adotando uma densidade média para nuvem molecular no plano da galáxia perto do Sol de $\rho_n = 0.03 M_\odot pc^{-3}$, uma densidade superficial de nuvens moleculares gigantes $\Sigma_n = 170 M_\odot pc^{-2}$ (Solomon et al. 1987) e uma dispersão média de velocidades de aglomerados e nuvens moleculares de $\sigma \approx 10 km s^{-1}$, se chega ao tempo de dissolução para aglomerados por encontros com nuvens moleculares gigantes

$$t_{GMC} = 2.0 \left(\frac{M}{10^4 M_\odot} \right) \left(\frac{3.75 pc}{r_h} \right)^3 \times 10^9 \text{ anos}.$$

Se assumirmos a mesma relação raio-massa que antes, obtemos que a taxa de perda de massa por esses encontros é

$$\left(\frac{dM}{dt} \right)_{GMC} = \frac{-M(t)}{t_{GMC}} = -5.0 \left(\frac{M(t)}{10^4 M_\odot} \right)^{3\lambda} \frac{M_\odot}{10^6 \text{ anos}}.$$

Aqui a dependência com a massa é a mesma que nas colisões com braços espirais, porém o efeito é dez vezes mais forte.

Perda total de massa

Se combinarmos todos os efeitos discutidos acima, podemos estimar a massa que é perdida por um aglomerado com o passar do tempo.

Os processos de evaporação e ejeção mostram efeitos muito pequenos com relação aos demais, se tornando insignificantes no cálculo da massa perdida.

Considerando então a perda de massa devido aos processos de evolução estelar, efeitos de maré, colisões entre aglomerados de estrelas e nuvens moleculares gigantes e as colisões com braços espirais da galáxia, chegamos à perda total de massa

$$\frac{dM}{dt} = \left(\frac{dM}{dt}\right)_{ev} + \left(\frac{dM}{dt}\right)_{maré} + \left(\frac{dM}{dt}\right)_{espirais} + \left(\frac{dM}{dt}\right)_{GMC}$$

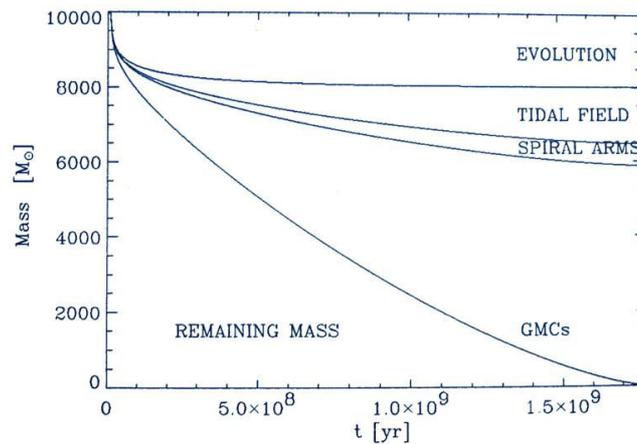


Figura 1. A perda de massa de um aglomerado com massa inicial $10^4 M_{\odot}$, pelos quatro efeitos diferentes, evolução estelar (evolution), maré (tidal field), braços espirais (spiral arms) e encontros com nuvens (GMCs), mostrada separadamente para cada efeito. A massa total restante do aglomerado também é mostrada na figura (remaining mass).

Essa equação foi resolvida numericamente por Lamers & Gieles (2006), os resultados obtidos por eles são mostrados na figura 1 para um aglomerado com massa inicial de $10^4 M_{\odot}$. A figura mostra a perda total de massa e a perda de massa devido a cada mecanismo independentemente. Observa-se que os encontros com nuvens moleculares gigantes são aproximadamente tão significativos quanto aos outros três processos somados. A figura 2 mostra as idades de aglomerados quando suas massas são 0 e

$100M_{\odot}$ como função da massa inicial, a figura também mostra os tempos de dissolução para o campo de maré galáctico previsto por Baumgardt & Makino (2003) para aglomerados numa órbita circular $R_0 = 8.5kpc$.

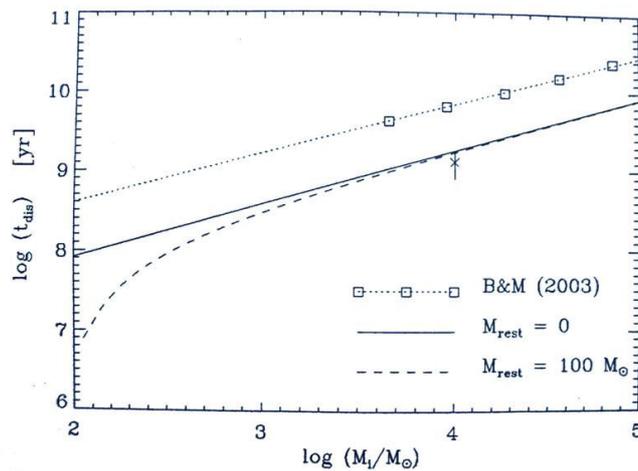


Figura 2. Os tempos de dissolução previstos, pelos efeitos de evolução estelar, marés, encontros com nuvens moleculares gigantes e colisões com braços espirais combinados, como função da massa inicial. A linha cheia representa o tempo de dissolução total do aglomerado. A linha tracejada representa o tempo para que a massa seja reduzida a $100M_{\odot}$. A linha pontilhada e os quadrados indicam o tempo de dissolução calculado por Baumgardt & Makino (2003) considerando apenas evolução estelar e maré.

Conclusão

Aglomerados de estrelas se formam e evoluem em ambientes muito agressivos, onde estão sujeitos a fortes marés, encontros com nuvens moleculares gigantes, assim como colisões com braços espirais da galáxia.

Nesse trabalho foi estudada a perda de massa de um aglomerado estelar, foram levados em conta no estudo, efeitos de caráter interno ao aglomerado, como evaporação e ejeção de estrelas, e evolução estelar, também foram considerados efeitos externos ao aglomerado, colisões com braços espirais, encontros com nuvens moleculares gigantes e efeitos de maré causados pelo campo gravitacional da galáxia.

Os processos de ejeção e evaporação contribuem muito pouco para a perda de massa dos aglomerados, pois são processos muito lentos quando

comparados aos outros processos, tornando assim a perda de massa, por eles causada, insignificante.

Ao analisar as expressões obtidas referentes aos demais processos, podemos comparar as dependências destes com relação a massa do aglomerado. Percebe-se claramente que os processos de encontro com nuvens moleculares gigantes e choques com braços espirais, seguem a mesma dependência com relação a massa, sendo que os encontros com nuvens moleculares são dominantes, já que o seu efeito é dez vezes mais forte. É interessante notar também que esses processos dependem da relação raio-massa, dos aglomerados, implicando que não só a massa, mas a densidade destes tem um papel importante na evolução dinâmica.

Se adotarmos $\lambda = 0.1$ como Larsen (2004), a dependência com relação a massa apresentada por estes dois processos se torna muito similar à perda de massa pelo efeito de maré galáctico, mas neste aparece a constante $\frac{t_4}{10^4}$ que atenua muito esse efeito.

O gráfico da figura 1 mostra como o processo de encontros com nuvens moleculares gigantes é dominante, chegando a ser comparado aos outros três processos combinados. De acordo com esse resultado de Lamers & Gieles (2006) aproximadamente 1.7×10^9 anos são necessários para que um aglomerado de $10^4 M_{\odot}$ perca toda sua massa. Já na figura 2 podemos ver que aglomerados com massa inicial no intervalo $10^2 < M < 10^5 M_{\odot}$ têm um tempo de dissolução no intervalo $10^8 < t_{dis} < 10^{10}$ anos com a relação dada pelo gráfico.

Parece que a perda de massa de aglomerados de estrelas é dominada por encontros com nuvens moleculares gigantes, como já havia sido sugerido por Oort (1958).

Referências bibliográficas

- Baumgardt, H., & Makino, J. 2003, MNRAS, 340, 227
Bonatto, C., & Bica, E. 2007, A&A
Dias, W.S., & Lépine, J.R.D. 2005, ApJ, 629, 825
Elmegreen, B.G., Seiden, P.E., & Elmegreen, D.M. 1989, ApJ, 343, 602
Gieles, M., Baumgardt, H., Bastian, N., & Lamers, H.J.G.L.M. 2004, ASP Conf. Ser. 322:
The Formation and Evolution of Massive Star Clusters
Gieles, M., Athanassoula, E., & Portegies Zwart, S. F. 2006a, MNRAS
Gieles, M., Portegies Zwart, S.F., Baumgardt, H., et al. 2006c, MNRAS
Janes, K., & Adler, D. 1982, ApJ, 49, 425
Lamers, H.J.G.L.M., Gieles, M., Bastian, N., Baumgardt, H., Kharchenko, N.V., &
Portegies Zwart, S. 2005, A&A, 441, 117
Lamers, H.J.G.L.M., & Gieles, M. 2007, A&A, 455, L17
Larsen, S.S. 2004, A&A, 416, 537
Oort, J.H. 1958, Ricerche Astron., 5, 507
Ostriker, J.P., Spitzer, L.J., & Chevalier, R.A. 1972, ApJ, 176, L51
Solomon, P.M., Rivolo, A.R., Barret, J., & Yahil, A. 1987, ApJ, 319, 730
Trumpler, Robert J. 1930, Lick Obs. Bulletin, 420,154
van den Bergh, S., & McClure, R. D. 1980, A&A, 88, 360