

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
DEPARTAMENTO DE ASTRONOMIA

Dinâmica de satélites da Via-Láctea*

Angelo Fausti Neto

Dissertação realizada sob orientação do Professor Dr. Horacio Alberto Dottori e apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Porto Alegre

Janeiro, 2004

*Trabalho parcialmente financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq)

Para Daniela, más allá de la última estrella.

Agradecimentos

Após dois anos de mestrado e quatro de iniciação científica, a conclusão dessa etapa traz consigo inúmeras lembranças, de pessoas maravilhosas que direta ou indiretamente deram-me as condições para escrever esta dissertação.

Agradeço ao Horacio por todos os momentos de entusiasmo durante o trabalho, por preocupar-se com a "Física de verdade", por montar o computador paralelo e por toda a dedicação que tem com o Instituto de Física e seus estudantes. Como orientador e amigo ele sempre acompanhou-me de perto.

Ao Jules, Leandro, Fausto, Irapa, Márcio, Edu, Sandro, Palmieri e Parizotto pela amizade sempre presente.

À Letícia e ao Valdomiro pela ajuda em aspectos fundamentais desta dissertação.

Ao OEI que inspirou-me a escrever a introdução desta dissertação e pela oportunidade de participar de um projeto que se preocupa com o aspecto mais importante da ciência. Aos alunos do Alternativa Cidadã que além de brilhantes nos fazem valorizar cada dia mais a oportunidade de estudar numa Universidade gratuita e de qualidade.

Agradeço especialmente a minha mãe que vibrou comigo até o dia da defesa. Ela é responsável pelas condições iniciais e também por conduzir-me com muito amor durante toda minha vida.

Às minhas irmãs Carli e Bela, que sempre me apoiaram, a quem tenho especial carinho.

E de forma muito especial ao meu Amor que nasceu pela Astronomia, e que agora seguirá o caminho dos números... mas... Dani! sempre serás a minha estrela. Obrigado pelo teu apoio e carinho.

Angelo Fausti Neto

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Janeiro 2004

Resumo

Nesta dissertação apresentamos o trabalho desenvolvido com a finalidade de estudar alguns aspectos da dinâmica de satélites da Via-Láctea. Discutimos a montagem do computador paralelo CPADA onde realizamos as simulações além da implementação do código GADGET e dos programas auxiliares desenvolvidos para viabilizar nossos estudos sobre interações gravitacionais de N-corpos.

Do ponto de vista astrofísico estudamos 3 problemas diferentes:

a. Modelamos a órbita do aglomerado globular M92 comparando as estruturas de maré observadas a distâncias de até 3 raios de maré do centro do aglomerado. Concluimos que as velocidades espaciais conhecidas e o modelo usado para o halo da Via Láctea permitem, através das simulações reproduzir bastante bem estas estruturas e prever a localização das caudas de maré que se estenderiam a grandes distâncias à frente e atrás do aglomerado.

b. A possibilidade de que o par de aglomerados abertos NGC1907 e NGC1912, espacialmente próximos formem um par físico. Demonstramos que as velocidades espaciais observadas não são compatíveis com a possibilidade de eles estarem gravitacionalmente ligados e que a sua aproximação espacial é um fato casual.

c. A possibilidade de captura de aglomerados globulares da Via Láctea pela Grande Nuvem de Magalhães. Demonstramos que sob as condições iniciais do nosso modelo o número de capturas é menor que 15, o número de aglomerados velhos existentes na LMC. O que nos permite concluir que a presença desses aglomerados é devida ao processo de formação estelar nessa galáxia.

Abstract

In this work we present the tasks developed in order to study some aspects about the dynamics of Milky Way satellites. We discuss the assembly of the cluster CPADA and the implementation of the GADGET code, as well as the auxiliary softwares developed in order to carry out our studies in the gravitational N-body field.

From the astrophysical point of view we studied three problems:

a. We modeled the orbit of the globular cluster M92 in order to compare the tidally produced structures, observed up to 3 tidal radii of the cluster center. We concluded that the known spatial velocities and our model of the Milky Way allows to fiducially reproduce this structures and predict the orientation of the tidal tails, which extend themselves backwards and frontwards along the cluster orbit, for large distances from the cluster center.

b. The possible physical association of the pair of open clusters NGC1907 and NGC1912, which presently are spatially close to each other. We demonstrated that their observed spatial velocities are not compatible with the hypothesis of the cluster being gravitationally bounded, and that their present spatial approximation is an accidental fact.

c. The possibility of Milky Way globular clusters capture by the Large Magellanic Cloud. We demonstrated that under the initial constrains of our model the captures number is smaller than 15, the number of old clusters belonging to the LMC. We conclude that the presence of these clusters in the LMC is due to the stellar formation process in this galaxy.

Sumário

Agradecimentos	ii
Sumário	v
Lista de Tabelas	vii
Lista de Figuras	viii
1 Introdução	1
2 Dinâmica de sistemas estelares	4
2.1 Sistemas estelares sem colisões	4
2.1.1 Sistemas estelares esféricos e estacionários	6
2.1.2 Isotropia e anisotropia na distribuição de velocidades	8
2.2 A esfera isotérmica	8
2.3 Força de maré	11
2.4 Fricção dinâmica	12
3 Métodos computacionais	14
3.1 Simulações de N-corpos	14
3.2 GADGET	15
3.3 Projeto CPADA - Computador para Alto Desempenho em Astronomia	17
3.3.1 Paralelização do problema	18
3.4 Programas auxiliares	20
4 Modelo para a distribuição de massa da Via-Láctea	22
4.1 Componentes do modelo	23
5 Estruturas de maré no aglomerado globular M92	28
5.1 O Modelo de King	30
5.2 O aglomerado globular M92	34
5.2.1 Estruturas além do raio de maré	34

5.3	Determinação da órbita do M92	34
5.3.1	Considerações sobre o raio de maré do M92	40
5.4	Modelo e simulação numérica	41
5.4.1	Origem das estruturas de maré	43
6	O par de aglomerados abertos NGC1907 e NGC1912	46
6.1	Parâmetros orbitais dos aglomerados	48
6.2	Solução de menor energia orbital	49
6.3	Evidência de interação no mapa isofotal	51
7	Interação da LMC com o halo da Galáxia	53
7.1	Os aglomerados do halo da Galáxia	54
7.2	Os aglomerados velhos da LMC	57
7.2.1	O <i>gap</i> de idade-metalicidade	58
7.3	Captura de aglomerados do halo da Galáxia	60
7.3.1	Estrutura e órbita da LMC	61
7.3.2	Modelo	61
7.4	Resultados	63
7.4.1	Modificação da estrutura espacial e cinemática do Halo	65
8	Conclusão	67
	Apêndice A NGC 1912 an NGC 1907	69
	Apêndice B X Reunión Regional Latino Americana de Astronomia	70
	Apêndice C Modelo de Plummer isotrópico e com anisotropia radial	71
	Referências Bibliográficas	72

Lista de Tabelas

4.1	Dados observacionais da curva de rotação compilados por ALLEN & MARTOS (1986)	25
4.2	Resultado dos ajustes do modelo para disco máximo e mínimo.	26
5.1	Parâmetros do aglomerado globular M92 obtidos do catálogo de HARRIS (1996).	34
5.2	Valores de movimento próprio da literatura e o valor médio usado para determinar a velocidade espacial do M92	36
5.3	Posição e velocidade para M92 no sistema de coordenadas galactocêntrico	37
6.1	(a,b) parâmetros obtidos por SUBRAMANIAM & SAGAR (1999) (c) estimativa da massa.	47
6.2	Dados cinemáticos dos aglomerados	48
6.3	Posição e velocidade estimadas para os aglomerados no sistema de coordenadas galactocêntrico	49
7.1	Posição, distância, velocidade e módulo da velocidade para a LMC no sistema de coordenadas galactocêntrico obtidas de VAN DER MAREL et al. (2002)	61

Lista de Figuras

3.1	CPADA - Computador para Alto Desempenho em Astronomia	17
3.2	<i>Performance</i> do CPADA	20
4.1	Ajuste do modelo à curva de rotação observada	26
4.2	Curvas de iso-densidade do modelo	27
5.1	Densidade superficial dos modelos de King com $c=1$, $c=1.5$ e $c=2$	33
5.2	Estruturas além do raio de maré do M92	35
5.3	Estimativa do erro na órbita do M92	38
5.4	Órbita do M92 no modelo de disco máximo e mínimo para a Via-Láctea . .	39
5.5	Fricção dinâmica na órbita do M92	39
5.6	Maré da Galáxia ao longo da órbita do M92	41
5.7	Raio de maré instantâneo do M92	42
5.8	Esquema da dinâmica das estruturas de maré	44
5.9	Mapas isofotais do modelo	44
5.10	Mapa isofotal e perfil de densidade superficial do modelo	45
6.1	Mapa isofotal dos aglomerados NGC1907 e NGC1912 no plano do céu. . . .	47
6.2	Conjunto de condições iniciais possíveis para o par NGC1907 e NGC1912. Órbita de menor energia relativa.	50
6.3	Mapa isofotal do modelo: encontro com velocidade relativa $\Delta v = 40km/s$.	51
6.4	Mapa isofotal do modelo: encontro com velocidade relativa $\Delta v = 4km/s$. .	52
7.1	Estruturas de maré das Nuvens de Magalhães, resultado da interação com a Via-Láctea.	54
7.2	Características dos aglomerados globulares da Galáxia em comparação aos globulares velhos da LMC	56
7.3	Diagrama idade-metalicidade para os aglomerados globulares da LMC . . .	59
7.4	Órbita da LMC no halo da Galáxia	62
7.5	Aglomerados capturados ao longo da órbita da LMC	64

7.6	Diagrama de captura de aglomerados	65
7.7	Distribuição espacial e cinemática do modelo	66

Capítulo 1

Introdução

A interação gravitacional predomina no Cosmos desde pequenas escalas planetárias, passando pelo sistema Terra-Lua, Sistema Solar, estrelas duplas, pequenos grupos de estrelas, aglomerados estelares, galáxias, grupos de galáxias, aglomerados de galáxias até grandes estruturas no Universo. Só recentemente, verificou-se, em escalas de distância maiores que ~ 7 bilhões de anos-luz, a existência de uma força que se contrapõe à gravitação, responsável pela expansão acelerada do Universo.

A gravitação, apesar de ser trinta e seis ordens de grandeza menos intensa que a interação eletromagnética, é dominante nas escalas mencionadas anteriormente por causa da neutralidade de carga no Universo. Na interação gravitacional não há possibilidade de neutralização e como conseqüência, o campo gravitacional num sistema estelar será sempre atrativo e proporcional a $1/r^n$ com $0 \leq n \leq 2$. Portanto, a distribuição de massa do sistema como um todo determina a aceleração de uma partícula.

Das Leis de Newton (Segunda Lei e Lei da Gravitação Universal), a aceleração da partícula não depende da sua massa. Esse fato tão importante já estava implícito na experiência de Galileu Galilei sobre a queda dos corpos e também na terceira lei de Kepler, embora eles não contassem com uma teoria dinâmica do movimento. Assim, em primeira aproximação, os satélites da Via-Láctea, descrevem a mesma trajetória sejam eles uma estrela, um aglomerado globular ou uma galáxia anã. Contudo, na dinâmica de sistemas estelares há diversos efeitos derivados da gravitação, como por exemplo, a força de maré, capaz de arrancar grandes quantidades de matéria dos satélites e a fricção dinâmica que provoca o decaimento deles ao centro galáctico. Quando esses efeitos são importantes a aceleração do satélite passa a depender da massa, da velocidade e de sua extensão. Contudo, a espantosa simplicidade da gravitação se manifesta em muitas situações.

Os teoremas de Newton que dizem respeito a distribuições esféricas de matéria resultam da simetria da interação gravitacional, o fato de ser uma força central. A prova

desses teoremas, relativamente simples mas laboriosa, não será feita neste texto e pode ser encontrada em BINNEY & TREMAINE (1987).

Primeiro Teorema de Newton. *Um corpo dentro de uma casca esférica homogênea de matéria não experimenta nenhuma força líquida da casca.*

Este teorema se estende a um homeóide (casca compreendida entre dois elipsoides similares).

Segundo Teorema de Newton. *A força gravitacional em um corpo que está fora de uma distribuição esférica de matéria é a mesma como se toda a matéria estivesse concentrada num ponto no centro da distribuição.*

Para um homeoide, as superfícies isotenciais, fora da distribuição de matéria, são elipsoides confocais.

Como resultado da interação gravitacional ser atrativa e central, surgem simetrias em grande escala, observadas nos sistemas estelares. Por exemplo, a forma esférica dos aglomerados globulares, de dezenas de anos-luz de raio, os discos das galáxias espirais de centenas de milhares de anos-luz de diâmetro, estruturas coerentes como os braços espirais das galáxias, etc...

A Via-Láctea, como uma galáxia espiral típica, possui subsistemas com 10^2 a 10^{10} estrelas unidas pela gravidade, tais como aglomerados abertos, aglomerados globulares, galáxias anãs (com seu próprio sistema de aglomerados estelares), além da Grande Nuvem de Magalhães (LMC), o maior satélite da Via-Láctea, cuja massa é $\sim 10^{10} M_{\odot}$, um centésimo da massa da Via-Láctea.

Os aglomerados abertos são sistemas jovens com idades da ordem de 10^2 a 10^3 milhões de anos, localizam-se no disco da galáxia e contém de 10^2 a 10^3 estrelas. Existem mais de mil de objetos como esses na Galáxia. Os aglomerados globulares, assim chamados por sua aparência esférica, contêm em torno de 10^5 a 10^6 estrelas, os mais velhos têm idade comparável à idade do Universo, $T \sim 15$ bilhões de anos. Encontram-se até grandes distâncias no Halo da Galáxia, $d \sim 100kpc$ numa distribuição espacial aproximadamente esférica.

Nesta dissertação estudamos alguns aspectos da interação desses satélites com a Galáxia. No capítulo 2, discutimos a dinâmica de sistemas estelares sem colisões e modelos que resultam dessa abordagem. Introduzimos a força de maré e a fricção dinâmica, os principais agentes da evolução dinâmica no ambiente Galáctico.

O método empregado nas simulações numéricas e a experiência com o CPADA (Computador Para Alto Desempenho em Astronomia), principal ferramenta de trabalho, serão apresentados no capítulo 3.

No capítulo 4 descrevemos o modelo para o campo gravitacional da Galáxia, usado para estudar a evolução dinâmica dos modelos nos três capítulos seguintes.

O aglomerado globular M92, estudado no capítulo 5, representa o problema geral da formação de estruturas de maré em satélites, que recentemente puderam ser detectadas em aglomerados globulares. A partir do movimento espacial do aglomerado e sua interação com a Galáxia pretendemos explicar a origem e a forma dessas estruturas, além de outros aspectos estruturais, como a formação do raio de maré como consequência do campo de maré da Galáxia, e da dinâmica interna do aglomerado.

No capítulo 6 estudamos o par de aglomerados abertos NGC1907 e NGC1912 que constitui um caso raro na Galáxia: eles aparecem próximos um do outro projetados no plano do céu, mas a informação cinemática nos permite concluir que não se trata de um par gravitacionalmente ligado. De fato, no presente, os dois aglomerados apenas passam próximos um do outro.

Finalmente, no capítulo 7 testamos o cenário de captura de aglomerados globulares do halo da Galáxia pela LMC, como explicação para a origem do pequeno número de aglomerados globulares genuinamente velhos dessa galáxia.

Capítulo 2

Dinâmica de sistemas estelares

2.1 Sistemas estelares sem colisões

Neste capítulo apresentamos a teoria que fundamenta os capítulos seguintes. Tanto nos modelos analíticos como nas simulações numéricas adotamos a abordagem da dinâmica sem colisões. Entende-se por colisão a deflexão da trajetória por encontros entre as partículas. Através das colisões ocorre a troca de energia entre as partículas do sistema e como consequência ele atinge a distribuição de energia mais provável, a de Maxwell-Boltzmann. Este processo é chamado de relaxação. O tempo de relaxação depende apenas do número de partículas do sistema e do *crossing time*, conforme BINNEY & TREMAINE (1987)

$$t_r = \frac{N}{10 \ln(N)} t_{cross}$$

o *crossing time* $t_{cross} = R/v$ é o tempo que uma partícula com velocidade média v leva para cruzar um sistema de tamanho R . Num sistema estelar a relaxação é o efeito de sucessivos encontros, nesse processo encontros próximos são menos prováveis e encontros distantes contribuem pouco para a troca de energia (Spitzer, 1987).

A dinâmica estelar sem colisões é um ramo da dinâmica em que a troca de energia entre as partículas pode ser desprezada. Para sistemas com muitas partículas como é o caso das galáxias a dinâmica sem colisões é válida em escalas de tempo comparáveis à idade do Universo, ou seja, a própria idade das galáxias. O Sol, por exemplo, executa uma órbita circular em torno da Galáxia e a probabilidade de encontrar uma estrela pelo caminho é de 10^{-8} no tempo de vida que lhe resta, em torno de 5 bilhões de anos.

Na dinâmica estelar é importante estimar o efeito das flutuações locais do campo gravitacional - consequência da estrutura discreta dos sistemas estelares - frente ao campo

gravitacional médio. Na dinâmica sem colisões é o campo gravitacional médio que determina a aceleração das partículas. A importância das colisões pode ser estimada pelo tempo de relaxação. Nessa escala tempo espera-se que o módulo da velocidade de uma partícula varie de uma quantidade Δv (da mesma ordem de grandeza que a velocidade v da partícula) através dos sucessivos encontros que se sobrepõe ao campo gravitacional médio. Portanto, num sistema estelar que evolui numa escala de tempo maior que o tempo de relaxação a aceleração devido aos encontros é comparável à aceleração do campo gravitacional médio e deixa de ser válida a aproximação sem colisões.

Na descrição de um sistema de N partículas a quantidade de interesse é a função distribuição $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, definida tal que $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ é o número de partículas dentro de um elemento de volume $d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ do espaço de fases. Por simplicidade consideramos partículas de mesma massa, para o caso de massas diferentes uma nova função f deve ser definida para cada espécie de partícula. O conhecimento desta função num dado instante de tempo fornece o estado do sistema. Quantitativamente na dinâmica sem colisões, num intervalo de tempo Δt as mesmas partículas que estavam no elemento de volume $d\mathbf{r}d\mathbf{v}$ estarão no elemento de volume $d(\mathbf{r} + \mathbf{v}\Delta t)d(\mathbf{v} + \mathbf{a}\Delta t)$ do espaço de fases e o campo gravitacional $\mathbf{a}(\mathbf{r}) = -\nabla\Phi(\mathbf{r})$ é função suave da posição.

A equação que governa a dinâmica de tal sistema é a equação de Boltzmann sem colisões, o significado dessa equação é que $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ mantém-se constante ao longo de uma trajetória no espaço de fases (B&T 1987).

$$\frac{d}{dt}f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = 0$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} \frac{\partial \mathbf{r}}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = 0$$

ou, usando as equações de movimento e $\mathbf{a} = -\nabla\Phi$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \nabla\Phi \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0$$

A densidade de partículas é obtida a partir da função distribuição integrada no espaço de velocidades

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)d\mathbf{v}$$

A densidade de partículas sempre pode ser determinada da equação anterior, mas está conectada também ao potencial gravitacional Φ através da equação de Poisson

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho = 4\pi G \int f d\mathbf{v}$$

em geral esse é o procedimento para determinar Φ a partir de f .

A velocidade quadrática média em cada ponto do sistema é dada por

$$\overline{v_i^2}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\rho} \int v_i^2 f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v}$$

A fim de encontrar soluções à equação de Boltzmann sem colisões observamos a relação entre a função distribuição e o conceito de integral de movimento. Integral de movimento é qualquer função $I(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ das coordenadas do espaço de fases que permanece constante ao longo do tempo.

$$\frac{d}{dt} I(\mathbf{r}(t), \mathbf{v}(t)) = 0$$

ou

$$\mathbf{v} \cdot \nabla I - \nabla \Phi \cdot \frac{\partial I}{\partial \mathbf{v}} = 0$$

comparando esse resultado com a equação a equação de Boltzmann sem colisões vemos que I é uma solução estacionária dessa equação. Esse fato leva ao teorema de Jeans (BINNEY & TREMAINE, 1987). Ele garante que qualquer função das integrais de movimento da forma $f(I_1), f(I_1, I_2), \dots, f(I_1, I_2, \dots, I_n)$, onde n é o número de integrais de movimento num dado potencial, é solução estacionária da equação de Boltzmann sem colisões. Portanto conhecendo as integrais de movimento podemos construir tais soluções.

2.1.1 Sistemas estelares esféricos e estacionários

Num sistema estacionário, como definido no parágrafo anterior, há seis integrais de movimento. Queremos encontrar as integrais relevantes a fim construir soluções estacionárias da equação de Boltzmann. Consideremos um sistema estelar cujo potencial gravitacional Φ tenha simetria esférica e seja independente do tempo.

A equação de movimento de uma partícula de massa unitária nesse potencial é:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\nabla \Phi(r)$$

tomamos o produto vetorial da equação anterior por \mathbf{r} ,

$$\mathbf{r} \times \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = \mathbf{r} \times \nabla\Phi(r) = 0$$

lembrando que o produto vetorial entre dois vetores paralelos é nulo escrevemos,

$$\frac{d}{dt} \left(\mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{r}}{dt} \right) = \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \frac{d\mathbf{r}}{dt} + \mathbf{r} \times \frac{d^2\mathbf{r}}{dt^2} = 0$$

verificamos que a quantidade entre parênteses, o momentum angular da partícula, é uma constante de movimento,

$$\mathbf{r} \times \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{L}$$

portanto, num sistema estelar com simetria esférica a órbita de uma partícula está contida num plano perpendicular à direção do momentum angular. Esse resultado é mais geral que a conservação do momentum angular no problema de 2-corpos. No caso de uma distribuição de matéria com simetria esférica, r e $M(r)$ variam ao longo da trajetória e determinam o módulo da aceleração e como consequência dos teoremas de Newton, esta permanece central.

Existem três integrais de movimento associadas ao momentum angular, dois ângulos definindo a orientação do vetor \mathbf{L} e o módulo desse vetor. Considerando a simetria esférica, apenas o módulo de \mathbf{L} é de interesse para descrever o sistema.

Escrevemos explicitamente o módulo do momentum angular,

$$L = rv \sin(\theta) = rv_t$$

onde θ é o ângulo entre o vetor posição \mathbf{r} e o vetor velocidade \mathbf{v} e v_t é a componente tangencial da velocidade. Como consequência, se $f = f(L)$, a distribuição de velocidades tem simetria elipsoidal, não depende de v_θ e v_ϕ separadamente.

A segunda constante de movimento é a energia por unidade de massa,

$$E = \frac{1}{2}v^2 + \Phi(r)$$

A energia e o módulo do momentum angular determinam a forma e o tamanho da órbita. As outras duas integrais de movimento que restam para determinar completamente a órbita da partícula são: o ângulo de orientação da órbita no plano orbital; e a fase da partícula na sua órbita. Esta última é irrelevante no problema estacionário e a quinta

integral de movimento pode ser omitida num potencial com simetria esférica, como discutido em LYNDEN-BELL (1962).

Assim, soluções estacionárias da equação de Boltzmann sem colisões, num sistema estelar esférico e estacionário, são funções que dependem da energia por unidade de massa e do módulo do momentum angular $f = f(E, L)$.

É conveniente definir o potencial relativo Ψ e a energia relativa ε , quantidades positivas, já que a função distribuição só tem sentido físico quando positiva.

$$\Psi = -\Phi + \Phi_0 \quad \text{e} \quad \varepsilon = -E + \Phi_0 = \Psi - \frac{1}{2}v^2$$

onde Φ_0 é escolhido tal que $f > 0$ para $\varepsilon > 0$ e $f = 0$ para $\varepsilon \leq 0$.

O potencial relativo satisfaz a equação de Poisson na forma $\nabla^2\Psi = -4\pi G\rho$, sujeito à condição de contorno $\Psi \rightarrow \Psi_0$ quando $r \rightarrow \infty$.

2.1.2 Isotropia e anisotropia na distribuição de velocidades

Um sistema esférico descrito por uma função distribuição $f(r, v_r, v_t) = f(\varepsilon, L)$ possui tensor de dispersão de velocidades anisotrópico, $\overline{v_r^2} \neq \overline{v_\theta^2} = \overline{v_\phi^2}$. No apêndice C mostramos como construir um modelo com anisotropia radial, cuja função distribuição tem uma dependência particular com ε e L que permite soluções analíticas para os momentos da função distribuição (MERRITT, 1985). Nos modelos esféricos mais simples a função distribuição depende apenas da energia relativa, $f(r, v) = f(\varepsilon)$. Nesses sistemas a velocidade quadrática média é dada por

$$\overline{v_i^2}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\rho} \int v_i^2 f[\Psi - \frac{1}{2}(v_r^2 + v_\theta^2 + v_\phi^2)] dv_r dv_\theta dv_\phi$$

ou seja, $\overline{v_r^2} = \overline{v_\theta^2} = \overline{v_\phi^2}$, portanto, o tensor de dispersão de velocidades é isotrópico.

Num sistema esférico anisotrópico, define-se o parâmetro de anisotropia ao longo do raio como,

$$\beta(r) = 1 - \frac{\overline{v_t^2}}{\overline{v_r^2}}$$

2.2 A esfera isotérmica

Um modelo cuja função distribuição tem a forma

$$f^{(0)}(\varepsilon) = c \exp(-B\varepsilon) = c \exp \left[-B \left(\Psi - \frac{1}{2}v^2 \right) \right]$$

maximiza a entropia de Boltzmann para um sistema clássico de N partículas não interagentes. O fato dessa entropia não ser adequada a um sistema gravitacional (onde a interação entre as partículas é de longo alcance e não pode ser desprezada) reflete-se nos defeitos, do ponto de vista astrofísico, dos modelos derivados a partir dessa função.

Integrando a função distribuição de Boltzmann sobre as velocidades temos,

$$\rho = 4\pi c \int_0^\infty \exp \left[-B \left(\Psi - \frac{1}{2}v^2 \right) \right] v^2 dv$$

$$\rho = c \left(\frac{2\pi}{B} \right)^{3/2} \exp(B\Psi) = \rho_0 \exp(B\Psi)$$

a equação de Poisson para esse sistema é

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \Psi \right) = -4\pi G \rho$$

usando a equação para a densidade

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d}{dr} \ln \rho \right) = -4\pi G B r^2 \rho$$

essa equação pode ser resolvida propondo uma solução $\rho = Cr^{-b}$, de onde encontramos $b = 2$ e $C = 1/(2\pi GB)$.

A velocidade quadrática média é

$$\overline{v^2}(r) = \frac{4\pi}{\rho} \int f^{(0)}(\varepsilon) v^4 dv = \frac{3}{B}$$

de onde concluímos que

$$\frac{1}{B} = \frac{\overline{v^2}}{3} \equiv \sigma^2$$

é a velocidade quadrática média em cada componente da velocidade e independe da posição. Esse sistema recebe o nome de esfera isotérmica em analogia a um gás ideal à temperatura constante onde $\sigma^2 = K_B T/m$, (BINNEY & TREMAINE, 1987). O mecanismo de relaxação

que leva à distribuição de energia mais provável é diferente em cada caso. No gás são colisões elásticas que levam a essa distribuição de energia. De fato, como esses mecanismos são diferentes não se espera que os sistemas estelares atinjam exatamente a mesma distribuição de energia.

A expressão para a densidade da esfera isotérmica é

$$\rho(r) = \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2}$$

essa solução descreve um modelo conhecido como esfera isotérmica singular, porque tem densidade infinita em $r = 0$. Um defeito desse modelo é ter massa infinita, $M(r) = 2\sigma^2 r/G$. A razão disso são as partículas de alta velocidade na cauda da distribuição de energia. Como os sistemas estelares são finitos é necessário modificar a esfera isotérmica, tal procedimento será exemplificado no capítulo 5 para o caso dos aglomerados globulares. Recentemente a mecânica estatística não extensiva desenvolvida por Tsallis, TSALLIS (2001) tem-se mostrado eficiente na construção de modelos de sistemas estelares isolados finitos.

A esfera isotérmica tem velocidade circular constante

$$v_c^2 = \frac{GM(r)}{r} = 2\sigma^2$$

e por isso é normalmente usada para modelar os halos de galáxias espirais como descrito no capítulo 4 para o caso da Galáxia.

O potencial gravitacional da esfera isotérmica pode ser obtido da expressão anterior,

$$v_c^2 = r \frac{d\phi}{dr} \rightarrow \Phi = v_c^2 \ln(r) + cte$$

Espera-se que o núcleo dos aglomerados globulares sejam aproximadamente isotérmicos se já atingiram a relaxação.

No apêndice C, apresentamos a esfera de Plummer (PLUMMER, 1911) utilizada na construção dos modelos numéricos dos capítulos 5 e 6. Ela pertence a uma classe de modelos, conhecidos como polítopos, cuja função distribuição é da forma

$$f = k\varepsilon^{n-3/2}$$

no caso da esfera de plummer $n = 5$. Nesse apêndice mostramos como gerar as coordenadas (\mathbf{r}, \mathbf{v}) das partículas a partir da função distribuição. Outra situação importante, cujo procedimento é exemplificado com o modelo de Plummer é encontrar a função

distribuição a partir da densidade $\rho(r)$ apenas, tal procedimento é possível se assumimos simetria esférica para o modelo e a forma da distribuição de velocidades, ou seja a dependência da função distribuição com a energia e o momento angular.

2.3 Força de maré

A força de maré é um efeito derivado da gravitação. Um corpo extenso imerso num campo gravitacional que varia com a distância experimenta forças gravitacionais diferentes ao longo de sua extensão. A diferença entre essas forças em relação à distância entre os pontos em que ela atua é a força de maré. Ela é responsável por vários efeitos nas interações gravitacionais, desde as marés oceânicas na Terra, a atividade vulcânica nas luas de Júpiter, a perda de massa de satélites para suas galáxias hospedeiras, a morfologia de galáxias em grupos de galáxias e a dinâmica de sistemas estelares em colisão. Os efeitos mais dramáticos da força de maré ocorrem nos encontros próximos. No caso de uma massa puntiforme o campo gravitacional varia com $1/r^2$ e o campo de maré com $1/r^3$.

Definimos o tensor de maré como o gradiente do campo gravitacional $\mathbf{a}(\mathbf{r})$, no caso da Galáxia, $\mathbf{a}(\mathbf{r})$ é modelado no capítulo 4

$$\mathcal{M} = \nabla \mathbf{a}(\mathbf{r})$$

projetando \mathcal{M} na direção radial obtemos a força de maré por unidade de massa \mathbf{m} ,

$$\mathbf{m} = \nabla \mathbf{a}(\mathbf{r}) \cdot \frac{\mathbf{r}}{r}$$

Explicitamente, as componentes do vetor \mathbf{m} em coordenadas retangulares são

$$m_i = \mathbf{e}_i \frac{\partial}{\partial x_i} \sum_j a_j$$

a maré escalar na direção \mathbf{r} é

$$m = \left[\sum_i m_i^2 \right]^{1/2}$$

O termo choque de maré é usado quando a variação da maré escalar com o tempo é abrupta. Na seção 5.3.1 calculamos m ao longo da órbita do aglomerado globular M92.

2.4 Fricção dinâmica

Na seção 2.1 introduzimos o tempo de relaxação. O fator $N/10\ln(N)$ significa o número de cruzamentos necessários para que uma estrela do sistema "relaxe". Esse fator é proporcional ao número de colisões durante um tempo de relaxação. Por exemplo, se $N = 10^{11}$ tipicamente o número de estrelas de uma galáxia, o número de cruzamentos é $n = [N/10\ln(N)] = 4 \times 10^8$. Porém como o tempo de relaxação, nesse caso é comparável a idade do Universo o efeito das colisões deixa de ser importante e a trajetória da estrela é determinada pelo campo global Φ . Contudo, para um satélite de massa M que se move num meioestelar com velocidade \mathbf{v}_M e $M \gg m$, sendo m é a massa das estrelas do meio, espera-se que o número de colisões seja proporcional a sua massa. Desse modo numa escala de tempo da ordem de um *crossing time* as colisões podem ser importantes na dinâmica do satélite. Como no caso do movimento browniano descrito pela equação de Langevin separa-se o efeito das colisões em duas partes,

$$\frac{d\mathbf{v}_M}{dt} = -\nabla\Phi - |\eta|\mathbf{v}_M + A(t)$$

onde η é a fricção dinâmica que diminui o módulo da velocidade do corpo de massa M , $\langle v_M \rangle \rightarrow 0$ e $A(t)$ é um termo estocástico que representa a troca de energia entre o corpo de massa M e as partículas do meio.

A presença da fricção dinâmica em sistemas estelares é conhecida desde a década de 1930 através da observação de pares de galáxias interagentes, onde se faz necessário um mecanismo que provoque a fusão das galáxias (as deformações de maré também provocam a perda de energia orbital em função do aumento da energia interna dos sistemas interagentes). A teoria da fricção dinâmica em sistemas estelares foi desenvolvida por Chandrasekhar na década de 1940, para um corpo de massa M orbitando num halo de partículas de massa $m \ll M$ com perfil de densidade $\rho(r)$ e distribuição de velocidades isotrópica, a fricção dinâmica pode ser estimada pela equação (BINNEY & TREMAINE, 1987) ,

$$\eta = \frac{4\pi G^2 \ln(\Lambda) \rho(r) M}{v_M^3} \left[\operatorname{erf}(X) - \frac{2X}{\sqrt{\pi}} \exp -X^2 \right]$$

onde $\ln(\Lambda) = \ln(b_{max}/b_{min})$ é o logaritmo de Coulomb igual a razão entre o máximo e mínimo parâmetro de impacto e $X = v_M/\sqrt{2}\sigma$. A fricção dinâmica é proporcional à densidade de massa das estrelas espalhadas pelo corpo de massa M e não depende das massas individuais das partículas, também é proporcional a extensão do corpo que está relacionada a Λ . A deflexão das órbitas das estrelas, na medida em que o corpo de massa M se move, provoca uma sobre densidade de estrelas atrás do corpo, a amplitude dessa sobre densidade é proporcional a M de modo que a força de fricção dinâmica é proporcional a M^2 . No

limite de baixas velocidades a fricção dinâmica é proporcional a velocidade do corpo como na lei de Stokes, e para v_M suficientemente grande a fricção dinâmica é inversamente proporcional a v_M^2 . A fricção dinâmica atua sempre no sentido oposto ao da velocidade, por isso é comparada a uma força de atrito. Contudo, ela não é dissipativa (no sentido que a energia gravitacional não se transforma em outras formas de energia).

Nas simulações numéricas de N-corpos a fricção dinâmica aparece naturalmente como resultado global das interações. Contudo, muitas vezes o número de partículas é um fator limitante do ponto de vista computacional. O fato de podermos estimar analiticamente a fricção dinâmica permite em alguns casos realizar simulações semi-analíticas quando esse efeito é importante. Nesse caso a órbita global é calculada numericamente através do potencial Φ e a fricção dinâmica é estimada localmente através das quantidades \mathbf{v}_M , Λ e $\rho(r)$.

A equação acima é aplicável ao caso de satélites que orbitam uma galáxia hospedeira, fornece bons resultados no caso em que M não excede 1/5 da massa da galáxia e quando a órbita do satélite não está confinada no centro ou na periferia da galáxia. No capítulo 5 estimamos o efeito da fricção dinâmica sobre a órbita do aglomerado globular $M92$ onde $M/m \sim 10^5$ e no capítulo 7 calculamos a órbita da Grande Nuvem de Magalhães (LMC) onde $M/m \sim 10^{10}$. O logaritmo de Coulomb é calculado como $\ln(\Lambda) = \ln(r/b_{min})$ onde r é a distância ao centro da Galáxia e b_{min} é a seção de choque do satélite. A densidade local $\rho(r)$ é obtida do modelo para distribuição de massa da Galáxia, descrito no capítulo 4.

Outro aspecto importante da aproximação analítica de Chandrasekhar, que não é possível nas simulações auto-consistentes é a reversão da órbita dos satélites. Usando fricção dinâmica positiva $d(-\mathbf{v}_M)/dt = -\nabla\Phi + |\eta|-\mathbf{v}_M$, podemos estimar a posição e a velocidade no passado e integrar a órbita até o presente a fim de estudar a evolução dinâmica do satélite na Galáxia. Usamos esse procedimento nos capítulos 5 e 7.

Capítulo 3

Métodos computacionais

3.1 Simulações de N-corpos

As simulações de N-corpos são ferramentas indispensáveis para estudar a evolução de sistemas auto-gravitantes, pois na maioria dos casos os problemas que se deseja resolver se afastam muito das soluções de equilíbrio e portanto a equação de Boltzmann (capítulo 2) não é aplicável. Os sistemas com $N > 2$ partículas interagentes são não-lineares e não existem soluções analíticas para $\mathbf{r}_i(t)$ e $\mathbf{v}_i(t)$, apenas em casos muito restritos. Daí a importância dos métodos computacionais que integram as equações de movimento discretizadas no tempo. A rigor, o número de interações num sistema de N partículas é $\frac{1}{2}N(N-1)$ e deve ser calculado a cada passo de integração, de forma que o custo computacional é $\sim O(N^2)$. As técnicas de N-corpos envolvem algoritmos sofisticados cujo objetivo é reduzir o número de interações, enquanto que os integradores usados são simples, justamente pela dificuldade de calcular a aceleração.

Método de soma direta

O método mais simples para calcular a interação gravitacional entre N partículas é somar todas as interações de dois corpos. O potencial gravitacional na posição da partícula i é representado por

$$\Phi(r_i) = - \sum_{j \neq i} \frac{m_j}{[(r_i - r_j)^2 + \epsilon^2]^{1/2}}$$

onde m_j é a massa da partícula j , ϵ é conhecido como parâmetro de *softening* e o sistema de unidades é tal que $G = 1$. O *softening* é introduzido formalmente para evitar divergências se duas partículas se aproximam muito uma da outra. Conseqüentemente ele

suaviza as flutuações do potencial das N partículas reduzindo os efeitos de relaxação. A escolha do parâmetro de softening é crítica na maioria dos casos já que ele introduz um desvio na lei de força. Em situações em que o número de partículas é restritivo o *softening* é usado como um recurso para compatibilizar o tempo de simulação com a capacidade dos computadores utilizados. Assim uma partícula "suavizada" representa um grupo de estrelas, viabilizando o cálculo.

Esse método tem a vantagem de ser independente da geometria do problema, de permitir passo de integração variável e independente para cada partícula. Sem dúvida a maior desvantagem é o custo computacional. Contudo, continua sendo uma importante ferramenta na dinâmica de sistemas estelares densos, quando se deseja acompanhar a evolução dinâmica por vários tempos de relaxação (MAKINO, 2002).

3.2 GADGET

Dos vários métodos que surgiram para aumentar a eficiência no cálculo da força, o método de hierarquia de árvore, conhecido como TREECODE (BARNES & HUT, 1986) é o mais usado. Nesta seção descrevemos brevemente o código GADGET (SPRINGEL et al., 2001) com o qual realizamos as simulações apresentadas nos capítulos seguintes.

As principais características desse código são a paralelização do método de hierarquia de árvore e passo de integração individual para as partículas. O domínio computacional é dividido em 2^n partes que são distribuídas aos n nodos do computador paralelo. O passo de integração individual implica que apenas uma fração M do número total de partículas necessita atualizar a aceleração num dado momento da simulação, estas são denominadas partículas ativas. O método de hierarquia de árvore é executado em cada nodo para calcular sua contribuição parcial à aceleração das M partículas ativas, cujas coordenadas são conhecidas por todos os nodos através de uma lista de comunicação.

O método de hierarquia de árvore divide o volume que contém todas as partículas de um determinado nodo em 8 cubos iguais, cada cubo é subdividido em oito cubos e esse processo continua até que o cubo corrente contenha no máximo uma partícula. Para cada cubo atribui-se a massa total e o centro de massa das partículas contidas no seu interior. Como regra geral, a interação entre partículas próximas é calculada através de soma direta, porém a influência das partículas distantes é contabilizada pela expansão multi polar do potencial (opcionalmente até quadrupolo) das partículas dentro dos cubos que satisfazem um critério de tolerância. Assim, varrendo a árvore desde o maior volume, a cada nível testa-se a condição

$$\frac{s}{d} \leq \theta$$

onde s é o tamanho do cubo corrente comparado com a distância, d , da partícula e θ é o parâmetro de tolerância. Portanto se a condição é satisfeita, a influência de todas as partículas dentro do cubo é calculada como uma única interação partícula-cubo. Caso contrário, a árvore continua sendo percorrida em níveis mais baixos até que o critério de tolerância seja satisfeito ou um cubo elementar alcançado. Tipicamente o número de termos da expansão é pequeno comparado ao número de partículas dentro do cubo, daí a eficiência do método. O custo computacional total desse método é da ordem de $\sim O(N \log N)$. Além dos erros numéricos (truncamento, arredondamento e tamanho do passo de integração), o método de hierarquia de árvore introduz erros no momentum linear e angular total já que a aproximação partícula-cubo não satisfaz a terceira lei de Newton.

Calculada a aceleração parcial sobre as partículas ativas em cada nodo, uma nova etapa de comunicação soma as contribuições dos nodos à aceleração total. Finalmente a posição e velocidade das partículas ativas é calculada através de um integrador tipo *leap-frog*.

Idealmente, quanto mais dividimos o domínio computacional, mais operações são executadas em paralelo e mais rapidamente se resolve o problema. Contudo num computador paralelo real, o custo de comunicação é muito maior que o custo de processamento. Dessa forma para cada arquitetura paralela existe um ponto ótimo, a partir do qual não vale a pena dividir o problemar. Na seção 3.3.1, mostramos como estimar o número de nodos num determinado tipo de problema com o GADGET, executado no CPADA.

Para realizar as simulações apresentadas nos capítulos seguintes introduzimos no GADGET as expressões para o campo gravitacional da Galáxia descrito no capítulo 4. Normalmente, a forma de controlar os resultados das simulações numéricas é através da conservação da energia, momentum linear e angular do sistema de partículas. Contudo, em simulações que incluem campos externos independentes do tempo essas quantidades não se conservam. A forma de garantir que os resultados numéricos sejam válidos é reduzir o passo de integração até que a simulação convirja para uma solução única. Em geral, uma simulação prévia do sistema de partículas isolado fornece uma boa estimativa do passo de integração.

3.3 Projeto CPADA - Computador para Alto Desempenho em Astronomia

A experiência com o GADGET no Centro de Pesquisas em Alto Desempenho da PUC-RS (CPAD*) , motivou-nos a montar um computador paralelo. Através de recursos do programa MEGALIT do Instituto do Milênio (coordenado pela Dra Beatriz Barbuy do IAG-USP), em Janeiro de 2002 adquirimos o *hardware* para montar o CPADA. Após reuniões, opiniões e contatos com grupos envolvidos em projetos similares (MATE IF-UFRGS, CPAD PUC-RS, INF-UFRGS, LA GRANJA-UNAM †) decidimos pela seguinte especificação de *hardware* que pode ser encontrada em CPADA IF-UFRGS ‡

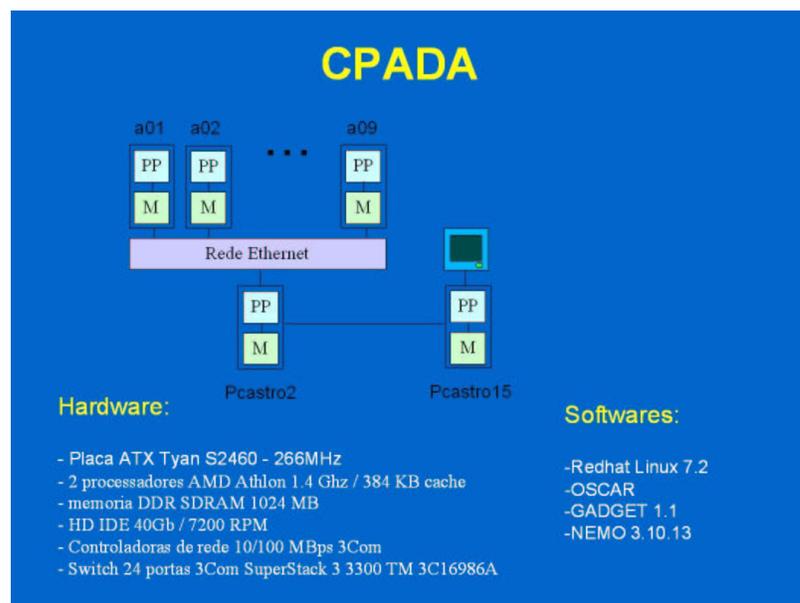


Figura 3.1: Esquema de montagem do CPADA, 9 nodos dual-AMD 1.4GHz com rede de interconexão Fast-Ethernet.

A figura 3.1 mostra um esquema do CPADA, tipicamente um agregado de PCs cuja classificação dentro das arquiteturas paralelas é SDM (*Simetric Distributed Memory*). Esse tipo de solução tornou-se popular nas instituições de pesquisa de todo o Mundo, pelo baixo custo e crescente eficiência dos *PCs*. Por outro lado, essa tecnologia dentro de alguns anos se tornará obsoleta. Tendo isso em mente seguimos a recomendação de adquirir o terceiro processador mais rápido do mercado com possibilidade de *upgrade*. Escolhemos computadores bi-processados a fim de reduzir a incidência de problemas de *hardware*. Os processadores

* www.cpad.pucrs.br

† www.astrosen.unam.mx

‡ www.pcastro15.if.ufrgs.br/dinamica.html

AMD, a rede de intercomunicação *Fast-Ethernet* e em geral todo o computador foi especificado pensando na relação custo benefício. Isso possibilitou a compra de mais computadores com os recursos disponíveis. Após quase dois anos de operação do CPADA concluímos que essa escolha é válida, desde que se tomem cuidados adicionais. Os problemas de *hardware* começaram a aparecer após um ano de operação e cabe aqui registrar alguns pontos mais críticos.

Há 2 meses aproximadamente as fontes de alimentação de todos os computadores foram trocadas. Inusitadamente, a baixa qualidade das fontes vem comprometendo muitos computadores pessoais, como constatado a partir dos estudos realizados no Laboratório de Eletrônica do Instituto de Física. Mesmo isolado da rede externa por um *nobreak* senoidal as fontes de alimentação originais de 3 computadores do CPADA queimaram e as outras provocaram um aumento significativo $\sim 7^\circ C$ na temperatura ambiente. Isso ocorre porque seus componentes eletrônicos trabalham no limite da capacidade.

O fato de termos computadores com 2 processadores AMD faz com que a temperatura seja um fator bastante crítico. Dentro do gabinete a temperatura ambiente com os computadores ligados e sem processamento é de $\sim 48^\circ C$ e com 100% de processamento é de $\sim 55-60^\circ C$. A poeira é outro elemento que favorece o aquecimento pois ela se mistura com a lubrificação do *cooler* acumulando-se entre as haletas do dissipador de calor e interrompendo a circulação de ar. A temperatura máxima registrada sobre os processadores foi $74^\circ C$ e a partir desse valor o computador desliga. Contudo alguns *coolers* simplesmente deixaram de funcionar e visualmente a causa foi o exesso de temperatura que danificou o circuito interno; isso comprometeu dois processadores do CPADA. Atualmente os computadores estão equipados com um circuito de proteção que sinaliza o mal funcionamento da fonte, desenvolvido no Laboratório de Eletrônica do IF, além do monitoramento de temperatura pelo software MBOM (*Mother Board Monitor*) programado para desligar os computadores se a temperatura sobre a CPU atingir $65^\circ C$. A sala onde se encontra os computadores deve estar sempre refrigerada mantendo a temperatura ambiente $\leq 20^\circ C$ para garantir o bom funcionamento dos computadores.

3.3.1 Paralelização do problema

Na figura 3.2a mostramos a curva de aceleração do CPADA em dois tipos de simulação com $N = 60k$ partículas. Nesse gráfico cada ponto representa uma simulação, onde o uso de CPU médio por processador é indicado. O eixo vertical mostra o tempo total de simulação (ou custo computacional) e o eixo horizontal o número de processadores com que a simulação foi realizada. O tempo de simulação nos dois casos não deve ser comparado, já que se tratam de problemas diferentes e depende do tempo que acompanhamos a evolução de cada sistema. O primeiro é um problema típico de encontro entre duas galáxias tomado

como exemplo de simulação sem colisões, em que o método de hierarquia de árvore é mais eficiente. As partículas estão distribuídas num volume muito maior do que no segundo caso, representado por uma esfera de plummer com $b = 1pc$, tomado como exemplo de simulação colisional. O tempo total de simulação é dado por

$$T_s \sim C_c C_p$$

onde C_c é o custo de comunicação entre os nodos e C_p é o custo de processamento. No primeiro caso, o tempo de simulação é rapidamente reduzido à medida que se divide o problema entre P processadores. O ponto ótimo para divisão do problema é dado pelo mínimo da curva, a partir do qual o tempo de simulação cresce por causa do custo de comunicação. À medida que a derivada da curva aumenta o uso de CPU médio diminui, sendo igual a 60% na situação ótima $P = 8$. Nesse problema uma rede de interconexão com vazão maior melhoraria a paralelização, esse caso é estudado na figura 3.2b. No segundo caso, o ponto mínimo da curva não é alcançado, ainda que o uso médio de CPU cai com P o custo de processamento é sempre maior que o custo de comunicação. Isso ocorre porque o método de hierarquia de árvore é menos eficiente que no primeiro caso. Sem dúvida a curva de aceleração de um dado problema é uma informação importante para otimizar o uso dos processadores.

Na figura 3.2b comparamos a performance do CPADA com o AMAZONIA, do CPAD PUC-RS. O fato dessa máquina possuir dois tipos de rede de interconexão Fast-Ethernet e Myrinet permitiu comparar a eficiência do GADGET ao resolver o problema colisional. O AMAZONIA tem processadores PENTIUM III 500MHz, nota-se um aumento abrupto no tempo de simulação ao passar de 8 para 16 processadores usando rede Fast-Ethernet. Já a rede Myrinet, com vazão oito vezes maior, viabilizou a divisão do problema em 32 processadores. Contudo, o CPADA resolveu o mesmo problema num tempo de simulação consideravelmente menor por possuir processadores mais rápidos. É notável a diferença entre o uso de CPU comparado ao mesmo problema no CPADA, figura 3.2a, a rede Myrinet permite que os processadores trabalhem em 99%.

Podemos modelar a curva de aceleração de um dado problema, a fim de estimar o número ideal de processadores antes de realizar uma simulação. No caso particular do GADGET, o custo de comunicação é proporcional ao número de processadores P que comunicam M partículas ativas ao mesmo tempo $C_c \sim M + cP$, onde c é uma constante, ajustada empiricamente, que caracteriza a rede de intercomunicação e M caracteriza o tipo de simulação, quanto maior a fração M/N mais colisional é o problema. O custo de processamento no GADGET paralelizado é $\sim M \log(N/P)$, portanto o tempo de simulação é

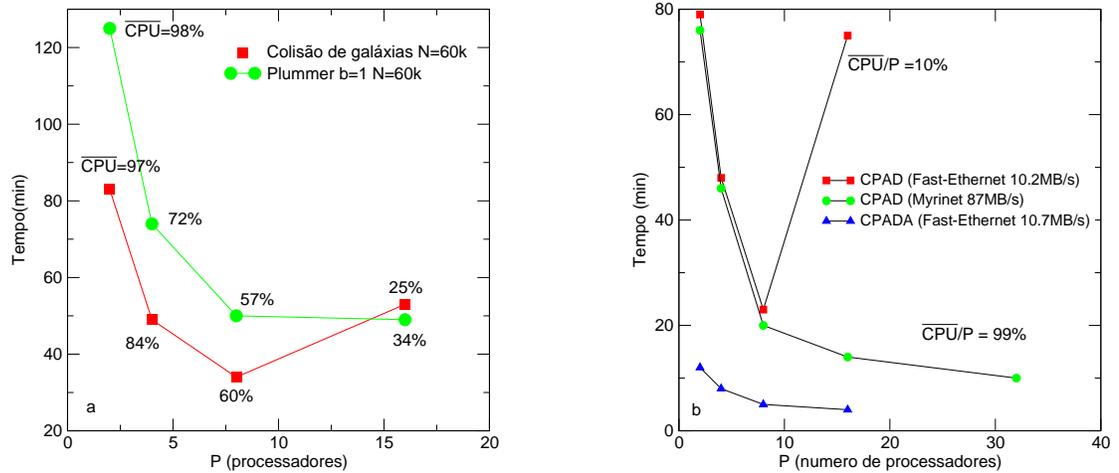


Figura 3.2: (a) Curva de aceleração do CPADA para dois problemas diferentes, cada ponto corresponde a uma simulação, onde o uso médio de CPU está indicado. (b) Curva de rotação do CPADA em comparação ao AMAZONIA com rede de interconexão Fast-Ethernet e Myrinet, correspondente ao segundo caso do gráfico (a).

$$T_s \sim M \log \left(\frac{N}{P} \right) (M + cP)$$

Essa expressão ajusta os pontos experimentais da curva de aceleração e pode ser usada (ou a sua derivada) como uma estimativa do número ideal de processadores com o GADGET.

3.4 Programas auxiliares

Nesta seção descrevemos brevemente os principais programas desenvolvidos e aplicados ao longo dos capítulos desta dissertação. As principais linguagens de programação utilizadas foram C e AWK. O Maple [§] também foi de grande utilidade para derivar as equações do campo gravitacional, do campo de maré e fricção dinâmica no modelo para a distribuição de massa da Galáxia. Em particular esse *software* possui a função $\mathcal{C}()$ que traduz as expressões para linguagem C, o que certamente evitou vários erros de digitação,

[§] www.maplesoft.com

além de escrever um código otimizado. O AWK também foi de grande ajuda por sua simplicidade e eficiência em manipular tabelas de dados, além de relativa rapidez conseguida com o tradutor para linguagem C, o AWKA.

`mkplummer.cc` - gera as posições e velocidades das partículas segundo o modelo de Plummer isotrópico ou com anisotropia radial, descrito no apêndice C.

`mkisotherm.cc` - gera as posições e velocidades das partículas segundo a esfera isotérmica isotrópica, capítulo 2.

`p-field.cc` - calcula a evolução de um sistema de partículas não interagentes no campo gravitacional da Galáxia, com fricção dinâmica e interação com satélites modelados por potenciais independentes do tempo. Usado para calcular órbitas e a interação da LMC com o sistema de aglomerados globulares da Galáxia. Mesmo que não paralelizado esse programa foi usado simultaneamente em vários nodos do CPADA.

`capture.awk` - calcula o raio de maré instantâneo e a velocidade relativa da LMC, que interage com uma distribuição aglomerados globulares do Halo no campo gravitacional da galáxia e testa a condição de captura como descrito no capítulo 7.3.

`aniso.awk` - mede o parâmetro de anisotropia em função do raio num sistema estelar esférico capítulo 7.4.1.

`galaxia.txt` - script em Maple para derivar as expressões do campo gravitacional da Galáxia a partir do potencial gravitacional, usadas no GADGET e no programa `p-field.cc`.

`mare.txt` - script em Maple para derivar as expressões do campo de maré da Galáxia a partir do potencial gravitacional, usadas para calcular o raio de maré instantâneo de satélites.

`df.txt` - script em Maple para derivar as expressões da fricção dinâmica usada no programa `p-field.cc`.

Capítulo 4

Modelo para a distribuição de massa da Via-Láctea

Um modelo que ajusta a distribuição de brilho de um sistema estelar, não reproduz necessariamente a distribuição de massa e, conseqüentemente, o campo gravitacional gerado por ela.

Na década de 1950, a descoberta da linha de emissão de 21-cm do hidrogênio atômico *HI* revolucionou o estudo da estrutura em grande escala da Via-Láctea, neste comprimento de onda não há problemas de extinção da radiação; e a espectroscopia permitiu inferir a distribuição de massa dentro do raio Solar $R < R_0$ através da cinemática do gás.

A velocidade circular é a principal informação sobre a distribuição de massa de um sistema estelar. No caso de um disco estelar onde a dispersão de velocidades é baixa a curva de rotação se aproxima da velocidade circular. De acordo com os teoremas de Newton apenas a massa total contida dentro do raio r , $M(r)$ contribui para a força sobre uma partícula teste a essa distância. Isso também vale para uma distribuição de matéria com simetria axial se medimos a velocidade circular no plano $z = 0$, portanto

$$v_c^2 = \frac{GM(R)}{R}$$

onde $M(R)$ é a massa contida em R no plano $z = 0$ devido a distribuições de matéria com simetria esférica e/ou axial. A descoberta da matéria escura em galáxias espirais através das curvas de rotação, na década de 1970, introduziu mudanças profundas no conhecimento da estrutura dos sistemas estelares, em particular da Via-Láctea. Se a cinemática do gás, além do limite visível do disco estelar fosse devida apenas à matéria visível, a curva de rotação deveria ser kepleriana $v_c \simeq 1/\sqrt{r}$. Contudo, as curvas de rotação permanecem

planas ou crescem para distâncias muito além da escala de comprimento do disco visível ($R > 2R_0$), isso implica na existência de matéria e a partir desse fato postula-se um halo de matéria escura. Se esse componente é esférico, pelo primeiro teorema de Newton, as camadas exteriores de matéria geram um campo nulo nas partes internas, o que dificulta a detecção desse componente.

De forma geral, observação de outras galáxias espirais induzem a modelar a Via-Láctea de forma similar. Um bojo esférico no centro da galáxia, um disco achatado por rotação e um halo de matéria escura são os principais componentes estruturais de uma galáxia espiral.

Sendo a curva de rotação resultado da distribuição de massa global, ela não revela a estrutura individual dos componentes, por isso, o ajuste de modelos aos dados observacionais é um problema com múltiplas soluções. Assumir a distribuição de matéria de um componente implica inevitavelmente que os outros mudem para reproduzir a curva de rotação observada. Além disso a curva de rotação refere-se unicamente à força centrípeta no plano Galáctico, onde é medida, portanto, não diz nada a respeito da distribuição de massa perpendicular ao plano. Neste sentido DEHNEN & BINNEY (1998) apresentam vários modelos que podem ser ajustados aos dados observacionais da nossa galáxia e concluem que a distribuição de massa, bem como a importância relativa de cada componente ainda são muito incertos.

Nosso propósito em construir este modelo é estudar a evolução dinâmica de sistemas estelares no campo gravitacional da Galáxia. Portanto queremos reproduzir a distribuição global de massa, que fornecerá a componente radial e perpendicular da aceleração gravitacional em cada ponto do modelo. Em situações onde se deseja estudar a interação com um componente em particular da Galáxia - como é o caso dos choques de maré de aglomerados globulares com o disco ou o decaimento de aglomerados estelares no bojo - faz-se necessário um modelo mais realista dos componentes da Galáxia.

4.1 Componentes do modelo

A seguir descrevemos os componentes que utilizamos para construir o modelo e a expressão para a curva de rotação resultante. Os parâmetros livres são ajustados aos dados observacionais da curva de rotação. Consideremos um modelo para a Galáxia estacionário e com simetria axial. A curva de rotação resultante no plano da galáxia ($z = 0$) será:

$$v_c(R) = \sqrt{r \frac{d}{dR} (\phi_b(R) + \phi_d(R) + \phi_h(R))}$$

Para o bojo usamos um esferoide de Hernquist (HERNQUIST, 1990) cujo par potencial-densidade é dado pelas expressões:

$$\phi_b(r) = -\frac{GM_b}{r+c}$$

$$\rho_b(r) = \frac{M_b}{2\pi r} c (r+c)^{-3}$$

Sabe-se que a estrutura da Galáxia até um $1kpc$ central é bastante complexa, pela provável existência de uma barra e o fato do bojo ser triaxial (FREUDENREICH, 1998). O modelo de bojo que propomos não é indicado para calcular órbitas no centro da Galáxia.

Usamos para o disco um elipsóide de kuzmim-kutuzov (BINNEY & TREMAINE, 1987) com simetria axial. O par potencial-densidade deste modelo é:

$$\phi_d = -\frac{GM_d}{\sqrt{r^2 + a^2 + b^2 + 2\sqrt{a^2b^2 + b^2R^2 + a^2z^2}}}$$

$$\rho_d = \frac{M_d b^2 \left((a^2 + b^2) R^2 + 2 a^2 z^2 + 2 a^2 b^2 + a^4 + 3 a^2 \sqrt{a^2 b^2 + b^2 R^2 + a^2 z^2} \right) (a^2 b^2 + b^2 R^2 + a^2 z^2)^{-3/2}}{4\pi \left(R^2 + z^2 + a^2 + b^2 + 2 (a^2 b^2 + b^2 R^2 + a^2 z^2)^{3/4} \right)}$$

Alguns modelos utilizam um disco exponencial, cuja motivação é ajustar o perfil de luminosidade de outras galáxias espirais que geralmente segue uma lei exponencial. Uma desvantagem do ponto de vista operacional é que não se obtém uma expressão analítica simples para o potencial gerado por esta lei de densidade. Levando em conta a presença de matéria escura no disco, a distribuição de matéria pode ou não seguir a distribuição de luminosidade. Para nossos propósitos, não há razão para preferir um modelo de disco exponencial a um elipsoidal.

O halo foi modelado por uma esfera isotérmica, cuja curva de rotação é assintótica em v_h :

$$\phi_h(r) = \frac{v_h^2}{2} \ln \left(\frac{d^2 + r^2}{e^2} \right)$$

$$\rho_h(r) = \frac{v_h^2}{4\pi} \left(3 d^2 + 2 r^2 \right) \left(d^2 + 2 r^2 \right)^{-2}$$

$R(kpc)$	$v_c(R) (km/s)$
0	0
0.4	260 ± 10
1.2	227 ± 10
2.4	203 ± 10
4.0	216 ± 10
6.0	228 ± 10
10.0	209 ± 15
15.0	223 ± 20
53.3	206 ± 40

Tabela 4.1: Dados observacionais da curva de rotação compilados por ALLEN & MARTOS (1986)

A curva de rotação no plano da Galáxia obtida através destes modelos é:

$$v_c(R) = \sqrt{\frac{R^2 G M_d (\sqrt{a^2 + R^2} + b)}{(R^2 + a^2 + b^2 + 2b\sqrt{a^2 + R^2})^{3/2} \sqrt{a^2 + R^2}} + \frac{R G M_b}{(R + c)^2} + \frac{R^2 v_0^2}{d^2 + R^2}}$$

Essa expressão contém sete parâmetros livres que devem ser ajustados aos dados observacionais da curva de rotação, M_b , M_d são respectivamente a massa do bojo e a massa do disco; a é a escala de comprimento do disco; b é a escala de altura do disco; c é a escala de comprimento do bojo; d é a escala de comprimento do halo e v_h é o valor assintótico da curva de rotação. Ainda que a curva de rotação não ajusta a distribuição de massa perpendicular ao disco, ao adotar um modelo para o disco a quantidade de massa contida no plano $z = 0$ depende de b , de fato, esse parâmetro aparece na expressão para a curva de rotação. O valor de b também é sensível à densidade de massa total na vizinhança solar (BAHCALL et al., 1992), usamos esses dois vínculos para ajustar a estrutura vertical do disco. Consideramos dois modelos, um de disco máximo e outro de disco mínimo.

Ajustamos o modelo aos dados observacionais da curva de rotação compilados por Allen & Martos 1986, os valores ajustados para cada parâmetro são mostrados a seguir e, como resultado, os contornos de iso-densidade derivados do modelo. O valor adotado para a distância do Sol ao centro galáctico é $R_0 = 8kpc$ e para a velocidade circular do Sol $V_0 = 220km/s$. O modelo fornece uma massa de $9.3 \times 10^{11} M_\odot$ a $100kpc$ de distância do centro da Galáxia, o que corresponde à velocidade circular de $v_c(100kpc) = 200k/s$, devida quase totalmente ao halo. A densidade de massa total, reproduzida pelo modelo, na vizinhança Solar é $\rho_0 = 0.6 M_\odot pc^{-3}$ para o disco mínimo $b = 800pc$ e $3.4 M_\odot pc^{-3}$ para o disco máximo $b = 400pc$.

Parâmetros	Disco máximo	Disco mínimo
a	4620pc	4200pc
b	400pc	800pc
c	320pc	320pc
d	14000pc	14000pc
Mb	$2.02 \times 10^{10} M_{\odot}$	$2.02 \times 10^{10} M_{\odot}$
Md	$9.32 \times 10^{10} M_{\odot}$	$9.09 \times 10^{10} M_{\odot}$
vh	190km/s	190km/s

Tabela 4.2: Resultado dos ajustes do modelo para disco máximo e mínimo.

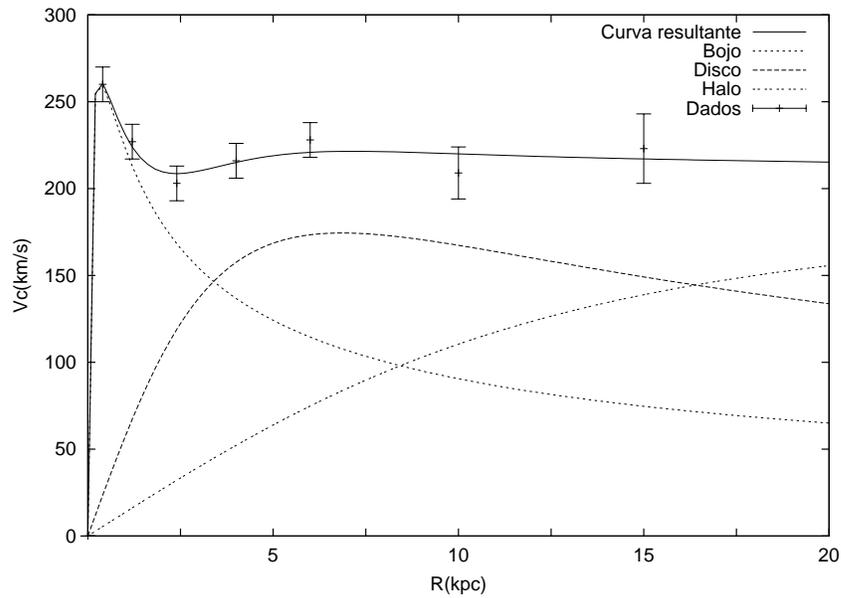


Figura 4.1: Ajuste do modelo para a distribuição de massa da Via-Láctea aos dados observacionais da curva de rotação compilada por ALLEN & MARTOS (1986). Modelo de disco máximo.

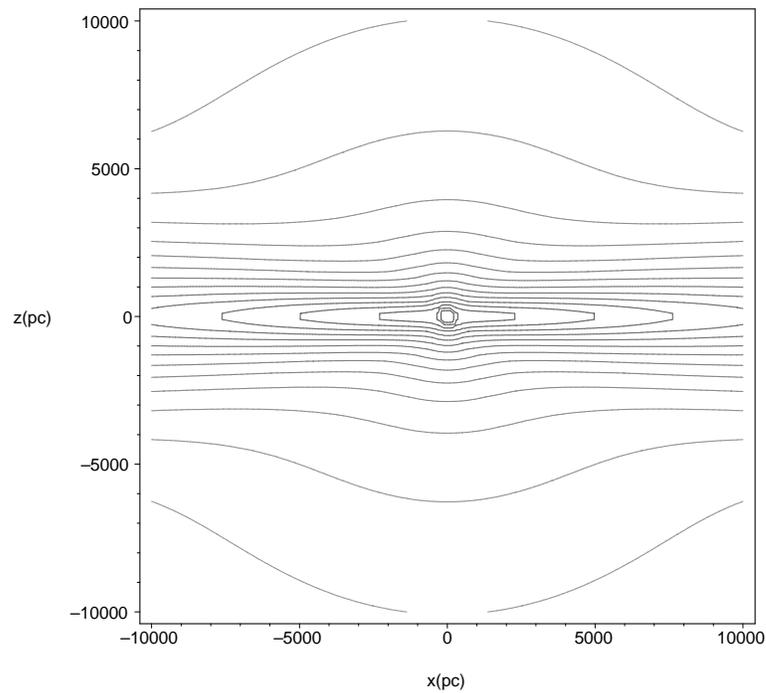


Figura 4.2: Curvas de iso-densidade do modelo, cada curva adjacente corresponde a uma densidade $1/2^n$ menor. Modelo de disco máximo.

Finalmente, o campo gravitacional é obtido através do potencial resultante, em coordenadas retangulares

$$a_i = -\frac{\partial}{\partial x_i}(\phi_b + \phi_d + \phi_h)$$

Esse modelo será usado nos capítulos seguintes onde calculamos órbitas e estudamos a evolução de sistemas estelares sujeitos ao campo gravitacional da Galáxia.

Capítulo 5

Estruturas de maré no aglomerado globular M92

Os aglomerados globulares são concentrações esféricas de 10^5 a 10^6 estrelas com dezenas de anos-luz de diâmetro. Essa simplicidade é resultado do processo de relaxação que já ocorreu nesses sistemas. No núcleo dos aglomerados globulares o tempo de relaxação $t_r(0)$ varia de 10^7 a 10^{10} anos e suas idades são, aproximadamente, 15 bilhões de anos.

A evolução dinâmica dos aglomerados globulares é marcada por processos físicos complexos. Nos sistemas estelares a relaxação é o mecanismo de transporte de energia. No interior dos aglomerados globulares a densidade varia tipicamente 5 ordens de grandeza, portanto a relaxação ocorre mais rapidamente no núcleo onde o número de estrelas por unidade de volume é maior e conseqüentemente o transporte de energia para a periferia é ineficiente. Esse fato leva ao colapso do núcleo em aproximadamente $10t_{rh}$ - o tempo de relaxação no raio que contém metade da massa é usualmente associado à evolução dinâmica do aglomerado como um todo por SPITZER (1987). Vários fatores influenciam no colapso do núcleo, nas fases iniciais a perda de massa por evolução estelar provoca a expansão do aglomerado e atrasa o colapso já a segregação de massa aumenta a densidade central acelerando-o. A perda de massa do aglomerado por evaporação e pela força de maré da Galáxia também retira energia do aglomerado provocando sua contração, mas paradoxalmente leva à desintegração do mesmo. Os principais processos de armazenamento de energia no núcleo são a formação de estrelas binárias, a compactação de binárias primordiais e a fusão de estrelas por colisões físicas. Em torno de 20% dos aglomerados globulares da Galáxia apresentam o núcleo colapsado (HARRIS, 1996). O estágio de evolução após o colapso do núcleo é dominado por oscilações na densidade central, conhecidas como instabilidade gravotérmica que perduram por $100t_{rh}$ aproximadamente, quando o aglomerado globular fatalmente se desintegra.

O estudo da evolução dinâmica dos aglomerados globulares ainda é um desafio dada a variedade de processos físicos envolvidos em escalas de tempo tão variadas $t_{cross} \ll t_{rh} \ll t_{evol}$. Neste capítulo trataremos o aglomerado globular como um sistema sem colisões, essa aproximação é válida durante alguns *crossing times* $t_{cross} \simeq 10^5$ como o livre caminho médio de uma estrela num aglomerado globular é algumas vezes maior que o tamanho do sistema, nessa escala de tempo a relaxação não é importante e pode-se estudar o efeito do campo Gravitacional da Galáxia sobre o aglomerado como uma perturbação à solução estacionária da equação de Boltzmann sem colisões.

O primeiro modelo de sistema estelar auto consistente foi descoberto por Schuster em 1883 mas tornou-se popular quando usado por PLUMMER (1911) para ajustar o perfil de densidade de aglomerados globulares. O modelo de Plummer é solução estacionária da equação de Boltzmann sem colisões (polítropo de índice $n = 5$) possui massa finita mas a densidade só cai a zero quando $r \rightarrow \infty$. Com o advento das câmaras Schmidt e dos detectores foto-elétricos na década de 1950 as observações revelaram que a estrutura espacial dos aglomerados globulares não se ajustava aos modelos teóricos propostos até então. A razão é que o perfil de densidade superficial observado mostrava uma queda brusca a uma certa distância do centro. Sugeriu-se então, que o campo de maré da Galáxia impunha um raio limite nos aglomerados globulares (VON HOERNER, 1957). Esse raio limite seria determinado nas passagens de perigaláctico, onde a força de maré da Galáxia é mais intensa. A partir dessa hipótese pôde-se estimar esse raio limite, então chamado raio de maré e construir uma nova classe de modelos, conhecidos historicamente como modelos de Michie-King. Esses modelos obtiveram grande sucesso em descrever a estrutura de grande parte dos aglomerados globulares da nossa Galáxia (KING, 1966). Na década de 1990 com o avanço das técnicas observacionais, foi possível detectar estruturas além do raio de maré dos aglomerados globulares (GRILLMAIR et al., 1995) e abriu-se uma nova perspectiva ao estudo desses objetos. As estruturas de maré podem fornecer informações sobre a órbita dos aglomerados globulares ((COMBES et al., 1999, ODENKIRCHEN et al., 2002) além de servir como traçadores do potencial gravitacional da Galáxia (DUBINSKI et al., 1996). A interação com a Galáxia é o principal mecanismo de perda de massa dos aglomerados globulares, GNEDIN & OSTRICKER (1997) estima que mais de 50% deles serão destruídos no próximo tempo de Hubble.

Dados observacionais recentes (TESTA et al., 2000) revelaram a morfologia das estruturas de maré resultantes da interação do aglomerado globular M92 com a Galáxia. Nesse capítulo pretendemos entender os mecanismos responsáveis pela origem e morfologia dessas estruturas no caso particular do M92. Nesse tipo de estudo é fundamental conhecer a órbita do aglomerado a fim de reproduzir o campo gravitacional dependente do tempo que atua sobre ele. Isso tornou-se possível a partir das observações de movimento próprio (CUDWORTH & HANSON, 1993, ODENKIRCHEN et al., 1997, DINESCU et al., 1999)

que juntamente com a velocidade radial e a posição espacial do aglomerado fornecem as condições iniciais para o cálculo da órbita.

Na seção 5.1 apresentamos o conceito de raio de maré e partir dele o modelo de King (KING, 1962). Na seção 5.2 apresentamos o aglomerado globular M92 e a motivação observacional desse estudo. Na seção 5.3 calculamos a órbita do M92 na Galáxia. Na seção 5.3.1 estudamos a formação do raio de maré do M92. Na seção 5.4 descrevemos o modelo e a simulação numérica com a qual explicamos na seção 5.4.1 a origem das estruturas de maré do M92.

5.1 O Modelo de King

Considerando que potencial da Galáxia é esférico $\Phi(r)$, vimos no capítulo 2 que uma órbita pode ser descrita em termos de coordenadas polares R, θ sem perda de generalidade. A aceleração de um aglomerado à distância R do centro da Galáxia, no referencial que acompanha a órbita do aglomerado com velocidade angular $\dot{\theta}$ é

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{d}{dR}\Phi(R) + \dot{\theta}^2 R$$

no caso geral R e $\dot{\theta}$ variam e conseqüentemente o aglomerado estará sujeito a uma aceleração dependente do tempo. Podemos obter um valor para o raio de maré se considerarmos uma estrela teste sobre a reta que une o centro da Galáxia e o centro do aglomerado situada a uma distância r do centro do aglomerado. Consideramos também que a velocidade angular da estrela é igual a velocidade angular do aglomerado. Com essas considerações, a aceleração da estrela teste, distante $R - r$ do centro da galáxia, pode ser escrita como

$$\frac{d^2(R - r)}{dt^2} = \dot{\theta}^2(R - r) - \frac{d}{dR}\Phi(R - r) - \frac{GM_c}{r^2}$$

onde M_c é a massa do aglomerado. Na vizinhança do raio de maré a densidade de estrelas é baixa e a estrela teste experimenta o potencial do aglomerado como se toda massa estivesse concentrada no centro de massa, de acordo com o primeiro teorema de Newton.

Analisamos agora a aceleração da estrela teste no referencial do aglomerado,

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{d^2(R - r)}{dt^2} - \frac{d^2(R)}{dt^2}$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\frac{GM_c}{r^2} + \frac{d}{dR}\Phi(R) - \frac{d}{dR}\Phi(R - r) - \dot{\theta}^2 r$$

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \left(-\frac{GM_c}{r^3} + \frac{d^2 \Phi}{dR^2} - \dot{\theta}^2 \right) r$$

O raio de maré é a distância do centro do aglomerado onde a estrela teste tem aceleração nula (ponto de equilíbrio instável),

$$\left. \frac{d^2 r}{dt^2} \right|_{r=r_t} = 0$$

$$r_t^3 = GM_c \left(\dot{\theta}^2 - \frac{d^2 \Phi}{dR^2} \right)^{-1} \quad (5.1)$$

Na seção 5.3.1 generalizamos essa equação a fim de calcular o raio de maré instantâneo conhecendo a velocidade angular $\dot{\theta}(t)$ instantânea e a maré da Galáxia na direção radial, no modelo para a galáxia descrito no capítulo 4.

Com a suposição de que a relaxação não é eficiente para que as estrelas do aglomerado se acomodem ao raio de maré instantâneo (t_{rh} maior que o período orbital) o raio limite do aglomerado é determinado no perigaláctico onde a maré é máxima. O raio de maré no perigaláctico pode ser estimado se aproximarmos a Galáxia por uma massa puntual. Assim obtemos uma expressão para a velocidade angular em termos da elipticidade e e do eixo maior a da órbita, $\dot{\theta}^2 = GM_G a(1 - e^2)/R^4$. A distância de perigaláctico é dada por $R_p = a(1 - e)$. Assim o raio de maré no perigaláctico é (KING, 1962)

$$r_t = R_p [M_c/M_G(3 + e)]^{1/3}$$

Essas expressões para o raio de maré são interessantes do ponto de vista observacional porque a incerteza associada às quantidades entre colchetes é reduzida pela potência 1/3.

O raio de maré imposto pela Galáxia é a razão física do modelo de King. Esse modelo é usado até hoje como paradigma na determinação dos parâmetros estruturais dos aglomerados globulares, dada sua simplicidade e o fato de ajustar com sucesso o perfil de densidade observado da maioria dos aglomerados globulares da Galáxia. O modelo de King modificada a esfera isotérmica introduzindo a velocidade de escape v_e na distribuição de velocidades para gerar um modelo finito

$$f(v) = \begin{cases} k[\exp(-v^2/2\sigma^2) - \exp(-v_e^2/2\sigma^2)] & v \leq v_e \\ 0 & v > v_e \end{cases}$$

escrevendo em termos da energia relativa $\varepsilon = \Psi - v^2/2$ e escolhendo a constante arbitrária Φ_0 de tal forma que na superfície do aglomerado $\varepsilon = \Psi - v_e^2/2 = 0$

$$f(\varepsilon) = k \exp(-\Psi/\sigma^2) \left[\exp(\varepsilon/\sigma^2) - 1 \right]$$

A densidade de partículas é obtida integrando a função distribuição até a velocidade de escape

$$\rho = 4\pi \int_0^{v_e} f(v) v^2 dv = 4\pi k \exp(-\Psi/\sigma^2) \int_0^\Psi \left[\exp(\varepsilon/\sigma^2) - 1 \right] \sqrt{2(\Psi - \varepsilon)} d\varepsilon$$

$$\rho(\Psi) = (2\pi\sigma^2)^{3/2} k \exp\left(\frac{-\Psi}{\sigma^2}\right) \left[\exp\left(\frac{\Psi}{\sigma^2}\right) \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{\Psi}}{\sigma}\right) - \frac{2\Psi^{1/2}}{\sigma\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\Psi}{3\sigma^2} + 1\right) \right]$$

Resolvendo a equação de Poisson obtém-se $\rho(r)$,

$$\frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Psi}{dr} \right) = -4\pi G r^2 \rho(\Psi)$$

A densidade superficial $\Sigma(R)$ obtida empiricamente por KING (1962) coincide com a projeção bidimensional de $\rho(r)$ e é dada pela expressão

$$\Sigma(R) = k \left[\frac{1}{\sqrt{1 + (R/r_0)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + (r_t/r_0)^2}} \right]^2$$

onde r_0 é o raio no qual a densidade superficial do modelo cai à metade do valor central, definido como

$$r_0 \equiv \sqrt{\frac{9\sigma^2}{4\pi G \rho_0}}$$

Outra quantidade de interesse é o parâmetro de concentração do aglomerado, definido como

$$c = \log_{10} \left(\frac{r_t}{r_0} \right)$$

Uma aplicação importante do modelo de King é o cálculo da massa dos aglomerados globulares, conhecendo $\rho(r)$ temos

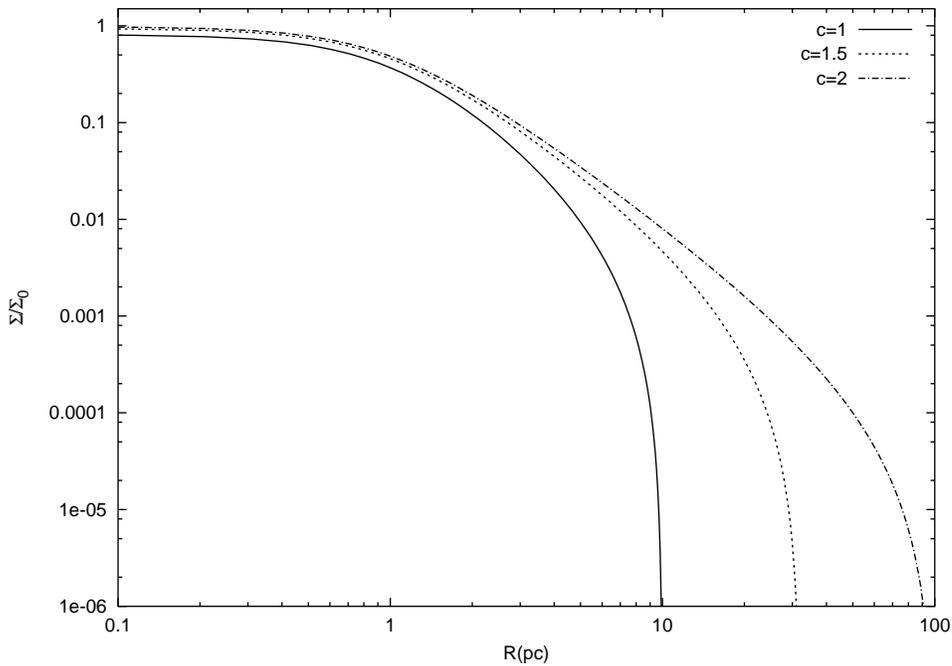


Figura 5.1: Densidade superficial de três modelos de King com $c=1, c=1.5$ e $c=2$. O raio de King corresponde à região onde a densidade superficial é aproximadamente constante. O raio de maré é o valor assintótico do perfil quando $\Sigma(R) = 0$.

$$M_c = 4\pi \int_0^{r_t} \rho(r) r^2 dr$$

nesse caso a densidade central ρ_0 pode ser escrita em termos da dispersão de velocidades central σ_0 e do raio de king r_0 , quantidades fornecidas pelas observações. A equação de Poisson pode ser escrita em termos da razão ρ/ρ_0 e do raio adimensional $R = r/r_c$ conforme (KING, 1966).

Na tabela 5.1 apresentamos a massa do M92 calculada dessa forma. Um modelo mais realista é o modelo de King *multi mass* porque considera funções de distribuição para cada espécie de partícula. Ele não será apresentado aqui, mas salientamos que esse modelo fornece um valor três vezes maior para a massa do M92 (MANDUSHEV et al., 1991). Contudo como o raio de maré é proporcional a $M_c^{1/3}$ ele será 1.4 vezes maior do que o raio de maré do modelo de king *single mass*.

5.2 O aglomerado globular M92

O M92 é um aglomerado globular típico da Galáxia com idade de aproximadamente 13 bilhões de anos. É um objeto bastante compacto, seu grau de concentração é $c = \log(r_t/r_0) = 1.8$ e sua massa está entre $1 - 3 \times 10^5 M_\odot$. A tabela 5.1 mostra alguns parâmetros desse aglomerado, a partir do catálogo de HARRIS (1996).

<i>Nome</i>	α_{2000}	δ	$d_\odot(kpc)$	$v_r(km/s)$
NGC6431 (M92)	17h17m7.3s	43°8'11"	8.2	-120.3 ± 0.1

$r_0(pc)$	$r_h(pc)$	$r_t(pc)$	$M_c(M_\odot)$	$t_r(0)(anos)$	$t_{rh}(anos)$
0.55	2.6	36.18	1.32×10^5	6.9×10^7	1.15×10^9

Tabela 5.1: Parâmetros do aglomerado globular M92 obtidos do catálogo de HARRIS (1996).

5.2.1 Estruturas além do raio de maré

A técnica de seleção de estrelas por comparação com o digrama cor-magnitude tem sido eficiente em detectar estruturas de maré em aglomerados globulares (GRILLMAIR et al., 1995), ela é capaz de reduzir a contaminação por estrelas de campo por um fator ~ 7 e portanto revelar estruturas fracas que pertencem ao aglomerado. TESTA et al. (2000) detectaram com essa técnica estruturas de maré até $\sim 3r_t$ no aglomerado globular M92. A figura 5.2, mostra o resultado das observações tanto no mapa isofotal quanto no perfil radial.

A partir da isofota de 1σ os autores identificam um estrutura alongada na direção SW-NE (coincide com a projeção da direção do centro galáctico no céu) com extensões na região SE. Nosso objetivo é entender através de simulações de N-corpos como se formam essas estruturas.

5.3 Determinação da órbita do M92

As observações astronômicas fornecem as quantidades necessárias para calcular a órbita no modelo para a distribuição de massa da Via-Láctea descrito no capítulo 4. Nesta seção apresentamos o procedimento para obter a posição e a velocidade num sistema de coordenadas com origem no centro da Galáxia, discutimos também a validade do modelo frente às incertezas no cálculo da órbita. A localização do M92 no céu, a distância ao Sol e

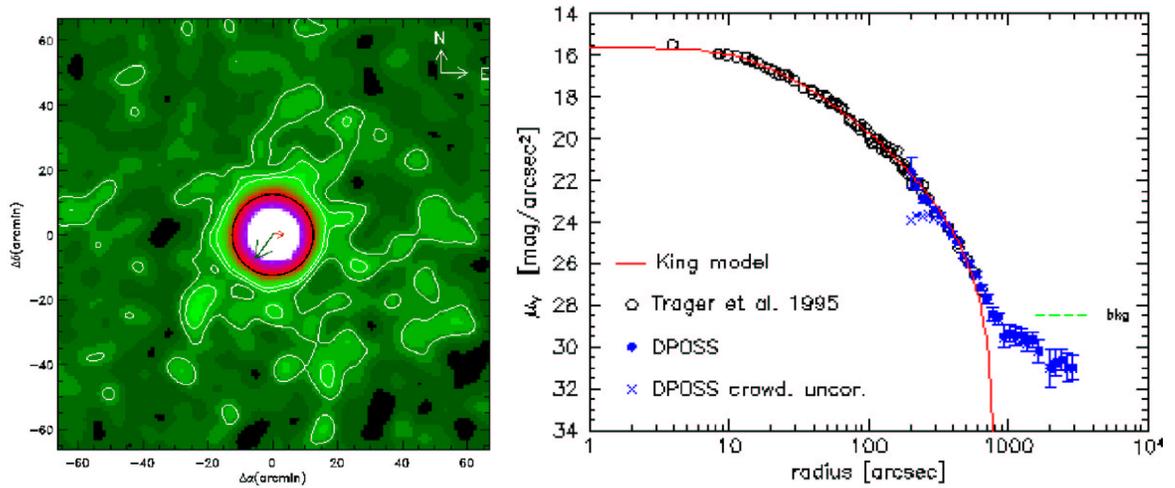


Figura 5.2: (esquerda) Mapa de densidade superficial para M92 obtido por TESTA et al. (2000). O círculo negro representa o raio de maré do aglomerado. Os contornos são isofotas a $1,2$ e 3σ do fundo do céu. A seta menor indica o movimento próprio do aglomerado conforme DINESCU et al. (1999), a seta maior indica a direção do centro galáctico. (direita) Desvio do perfil observado ao modelo de king.

a velocidade na linha de visada foram obtidas do catálogo de aglomerados globulares compilado por HARRIS (1996), tabela 5.1. O movimento próprio, obtido de 4 fontes diferentes está listado na tabela 5.2. A posição e a velocidade do M92 no sistema de coordenadas retangulares com origem no Sol foi calculada segundo JOHNSON & SODERBLOM (1987). Nesse sistema o eixo x' é positivo no sentido do centro galáctico, o eixo y' é positivo no sentido de rotação da Galáxia e o eixo z' é positivo no sentido do Polo Norte Galáctico (PNG). O vetor posição \mathbf{r}' é obtido a partir das coordenadas equatoriais pela transformação

$$\mathbf{r}' = \begin{bmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} \cos \delta \cos \alpha \\ \cos \delta \sin \alpha \\ \sin \delta \end{bmatrix}$$

onde a matriz \mathbf{T} corresponde a três rotações

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} \cos \theta_0 & \sin \theta_0 & 0 \\ \sin \theta_0 & -\cos \theta_0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\sin \delta_{PNG} & 0 & \cos \delta_{PNG} \\ 0 & -1 & 0 \\ \cos \delta_{PNG} & 0 & \sin \delta_{PNG} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha_{PNG} & \sin \alpha_{PNG} & 0 \\ \sin \alpha_{PNG} & -\cos \alpha_{PNG} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

os ângulos $\alpha_{PNG} = 192.22^\circ$ e $\delta_{PNG} = 24.5^\circ$ são as coordenadas equatoriais do PNG, $\theta_0 = 123^\circ$ é ângulo de posição do PNG em relação ao semi-círculo maior que passa pelo

PNG e pela longitude galáctica zero. Esse sistema é definido para o equinócio de 1950, para fins de cálculo as coordenadas do objeto devem ser transformadas de acordo.

$\mu_\alpha \cos \delta (10^{-3}''/ano)$	$\mu_\delta (10^{-3}''/ano)$	
-4.6 ± 1.0	-0.60 ± 1.8	CUDWORTH & HANSON (1993)
-4.4 ± 0.7	$+1.10 \pm 0.4$	SCHOLZ et al. (1994)
-0.9 ± 1.0	-1.50 ± 1.0	ODENKIRCHEN et al. (1997)
-4.4 ± 0.9	-1.40 ± 0.9	GEFFERT (1998) HIPPARCO
-3.57 ± 0.5	-0.60 ± 0.6	Valores médios

Tabela 5.2: Valores de movimento próprio da literatura e o valor médio usado para determinar a velocidade espacial do M92

A velocidade espacial \mathbf{v}' nesse sistema de coordenadas é obtida através da velocidade radial, do movimento próprio e da distância do objeto ao Sol. No sistema heliocêntrico a velocidade tangencial contém maior incerteza já que depende de incertezas na determinação do movimento próprio e da distância

$$\mathbf{v}' = \begin{bmatrix} u' \\ v' \\ w' \end{bmatrix} = \mathbf{B} \begin{bmatrix} v_r \\ kd_\odot \mu_\alpha \\ kd_\odot \mu_\delta \end{bmatrix}$$

onde $\mathbf{B} = \mathbf{T} \cdot \mathbf{A}$, $k = 4.74057$ é o fator de conversão de UA/yr para km/s e a matrix \mathbf{A} é

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ \sin \alpha & -\cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta & 0 & -\sin \delta \\ 0 & -1 & 0 \\ -\sin \delta & 0 & -\cos \delta \end{bmatrix}$$

O sistema de coordenadas galactocêntrico tem a mesma orientação dos eixos do sistema heliocêntrico. A posição \mathbf{r} no sistema galactocêntrico é obtida simplesmente pela translação

$$\mathbf{r}_0 = \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x' + x_\odot \\ y' \\ z' \end{bmatrix}$$

para a distância do Sol ao centro da Galáxia adotamos $x_\odot = -8kpc$. A velocidade \mathbf{v} no sistema galactocêntrico é obtida corrigindo \mathbf{v}' pelo movimento do Sol em relação ao

Sistema Local de Referência (11.0, 14.0, 7.5)km/s (RATNATUNGA et al., 1989) e descontando o movimento de translação do SLR em torno do centro galáctico (0, 220, 0)km/s. Os valores obtidos para \mathbf{r} e \mathbf{v} são mostrados na tabela 5.3.

$x_0(pc)$	$y_0(pc)$	$z_0(pc)$	$u_0(km/s)$	$v_0(km/s)$	$w_0(km/s)$
-5509 ± 249	6251 ± 625	4686 ± 469	$-17.60_{+9.4}^{-11.1}$	$55.90_{-4.5}^{+21.7}$	$49.80_{-23.2}^{+1}$

Tabela 5.3: Posição e velocidade para M92 no sistema de coordenadas galactocêntrico

A principal fonte de erro na velocidade espacial está na medida de movimento próprio e na determinação da distância do aglomerado. Estimamos a incerteza no movimento próprio como a média das incertezas de cada medida, consideradas independentes umas das outras. Assim a incerteza em cada componente do movimento próprio é calculada por

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\sum_i^n \epsilon_i^2}{n}}$$

Usando os valores da tabela 5.2 o erro relativo estimado para o movimento próprio é $\epsilon_{\mu_\alpha \cos \delta} / \mu = 13\%$ e $\epsilon_{\mu_\delta} / \mu = 16\%$ onde $\mu = [(\mu_\alpha \cos \delta)^2 + \mu_\delta^2]^{1/2}$, para a distância adotamos um erro relativo de 10% (DINESCU et al., 1999). A fim de estimar o erro na velocidade espacial do aglomerado usamos o módulo da velocidade como referência. Para os valores nominais de d_\odot e μ o módulo da velocidade do aglomerado é $v_0 = 77km/s$. Os maiores desvios ocorrem para o limite inferior dos erros em d_\odot e μ resultando numa velocidade de $v_0 = 87km/s$ e para o limite inferior do erro em d_\odot e o limite superior do erro em μ resultando numa velocidade de $v_0 = 72km/s$. Os erros na velocidade espacial mostrados na tabela 5.3 correspondem a esses dois limites.

A figura 5.3 mostra a órbita do M92 calculada no potencial da Galáxia (modelo de disco máximo). O vetor velocidade foi invertido e a órbita integrada até $t = -300$ milhões de anos (aproximadamente um período orbital). A linha cheia mostra a órbita calculada com os valores nominais das componentes da velocidade. As demais órbitas representam os limites superior e inferior dos erros na velocidade como discutido no parágrafo anterior. Dentro dos limites do erro, o módulo da velocidade mostra que o aglomerado encontra-se próximo a um apogaláctico da órbita e o sentido da velocidade indica que ele já passou do apogaláctico no presente $t = 0$.

A assimetria introduzida pelo disco da Galáxia é responsável pela variação do momento angular orbital do aglomerado. Como resultado o aglomerado cruza o disco quatro vezes num período orbital. Na figura 5.4 vê-se o efeito dos modelos de disco máximo e mínimo na órbita do aglomerado. O modelo de disco máximo (escala de altura b menor)

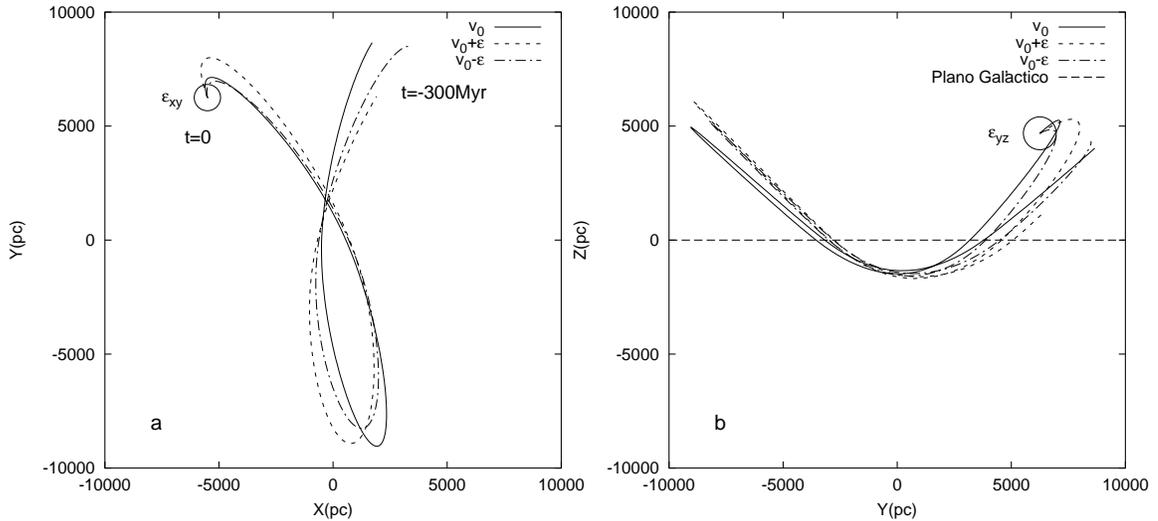


Figura 5.3: A linha cheia mostra a órbita do M92 calculada com os valores nominais da velocidade espacial, tabela 5.3. As demais linhas mostram as órbitas calculadas considerando os limites superior e inferior dos erros na velocidade espacial. A circunferência corresponde a incerteza na posição do aglomerado, cujo raio é $\epsilon_{ij} = \sqrt{\epsilon_i^2 + \epsilon_j^2}$, onde ϵ_i corresponde ao erro associado a cada coordenada espacial, tabela 5.3

acelera mais o aglomerado de forma que a passagem de perigaláctico é ligeiramente mais afastada do centro da Galáxia que no modelo de disco mínimo 5.4b. Contudo as diferenças nas órbitas resultantes dos dois modelos é menor que a incerteza na velocidade. No que segue consideramos o modelo de disco máximo para a Galáxia.

Outro efeito sobre a órbita do aglomerado é a fricção dinâmica, que pode ser estimado com a equação de Chandrasekhar, capítulo 2. A aceleração devido à fricção dinâmica depende da densidade local $\rho(\mathbf{r}(t))$ e da velocidade instantânea $v(t)$ do aglomerado, como parâmetro de impacto usamos o raio de maré observacional $r_t = 37pc$ constante ao longo da órbita. A figura 5.5 mostra o efeito da fricção dinâmica. Durante três períodos orbitais (1 bilhão de anos aproximadamente) ela provoca o decaimento da órbita em apenas 1%. Outro efeito notável da fricção dinâmica é a precessão da órbita mas esse efeito também é menor que os erros, como mostra a figura 5.5b.

O que torna viável o estudo das estruturas de maré é a possibilidade de reversão da órbita de modo que ao final da simulação o centro de massa do modelo converge para os valores nominais de posição e velocidade do aglomerado no presente.

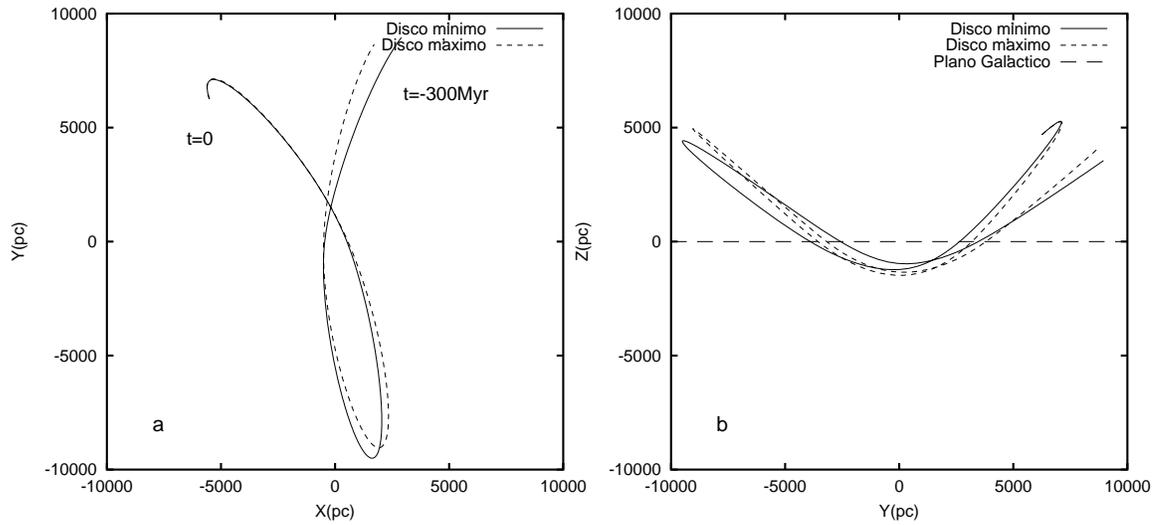


Figura 5.4: Órbita do M92 no modelo de disco máximo ($a = 4602pc$, $b = 400pc$) e mínimo ($a = 4200pc$ e $b = 800pc$) para a Via-Láctea

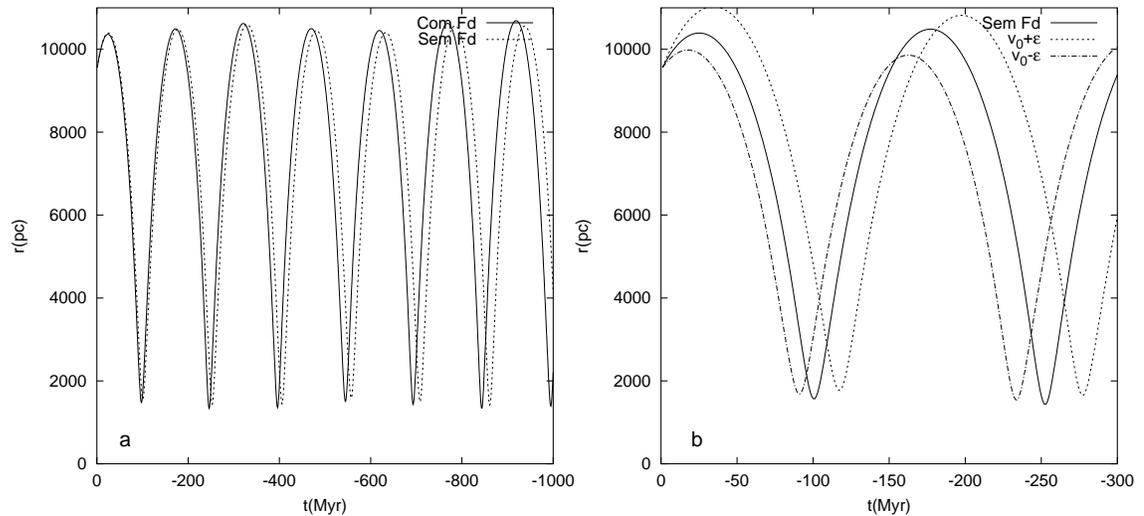


Figura 5.5: Fricção dinâmica na órbita do M92 em três períodos orbitais (a). $r(t)$ é a distância do aglomerado ao centro da Galáxia. O efeito da fricção dinâmica na órbita pode ser desprezado tendo em conta a incerteza na velocidade (b).

5.3.1 Considerações sobre o raio de maré do M92

A medida que se determinou a órbita dos aglomerados globulares, verificou-se que o raio de maré calculado no perigaláctico, era sistematicamente menor que o raio limite observado. BROSCHE et al. (1999) propuseram um método para calcular um raio de maré médio ao longo da órbita, baseado em parâmetros orbitais e estruturais de 16 aglomerados globulares, a fim de compará-lo diretamente com as observações. Do ponto de vista teórico, experimentos numéricos (OH & LIN, 1992) mostraram que a relaxação tem um papel importante na formação do raio de maré. Esses autores concluem que, em particular, aglomerados com tempo de relaxação suficientemente pequeno e com órbitas excêntricas tem o raio limite determinado no apogaláctico, fase da órbita onde permanecem mais tempo. Nesta seção investigamos a formação do raio de maré do M92 dada as características orbitais e a posição do aglomerado no presente.

Calculamos o efeito da maré da Galáxia ao longo da órbita e estimamos o raio de maré instantâneo, comparando-o com o raio de maré observado no presente. Consideremos a generalização da equação 5.1

$$r_t(t)^3 = GM_c [\dot{\theta}(t) - m(t)]^{-1} \quad (5.2)$$

onde $\dot{\theta}$ é a velocidade angular instantânea e m a maré escalar na direção radial calculada como explicado na seção 2.3.

Na figura 5.6 mostramos a maré escalar m ao longo da órbita do M92 durante um período orbital. Na figura 5.6a nota-se claramente os choques com o bojo nas passagens de perigaláctico e os choques com o disco (picos em $3kpc < r < 4kpc$). A figura 5.6 mostra a variação da maré escalar ao longo do tempo, onde também percebe-se distintamente o efeito do disco e do bojo da Galáxia.

A figura 5.7 mostra o raio de maré instantâneo ao longo da órbita do M92. As divergências que aparecem na figura resultam da inversão de sinal no denominador da equação 5.2. Isso ocorre porque a velocidade angular cresce mais rápido que a maré a medida que o aglomerado se aproxima do centro da Galáxia, por essa razão, introduzimos o módulo da diferença entre as duas quantidades na equação 5.2. O M92 no presente encontra-se próximo a um apogaláctico, o fato do raio de maré observado no presente, $37pc$ ser muito menor que o raio de maré instantâneo, $85pc$, indica que a relaxação no M92 não é eficiente para que as estrelas se acomodem ao raio de maré do apogaláctico, mesmo que ele permaneça a maior parte do tempo em torno dessa posição como mostra a figura 5.7. Pode-se concluir que no caso do M92 o raio de maré é determinado próximo ao perigaláctico. É notável que o raio de maré após o choque com o disco seja muito próximo ao raio de maré

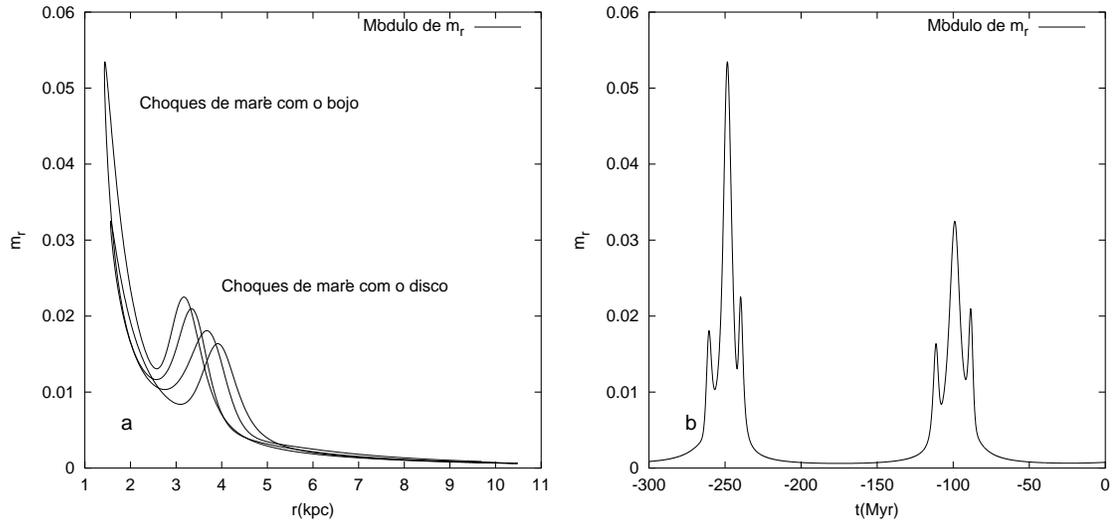


Figura 5.6: Maré da Galáxia ao longo da órbita do M92 durante um período orbital.

observado no presente, esse fato sugere que o aglomerado conserva esse raio de maré entre as passagens pelo apogaláctico. Se a massa do aglomerado é determinada pelo modelo de King *multi mass* o raio de maré observado no presente aproxima-se ao raio de maré de perigaláctico.

5.4 Modelo e simulação numérica

Para entender a formação das estruturas de maré observadas no M92, realizamos simulações numéricas, das quais discutimos alguns aspectos.

Consideramos que o método de hierarquia de árvore empregado nas simulações numéricas, capítulo 3 é capaz de relaxar conforme discutido em (BARNES & HUT, 1986). Porém, ele não é eficiente para esse propósito. Na prática, implica a redução do passo de integração e do critério de tolerância tornando o tempo de simulação inviável mesmo com um número de partículas modesto ($\sim 10^4$).

Nas simulações do M92 o número de partículas é importante não só na dinâmica mas também na resolução espacial das estruturas de maré. Usamos $N = 16384$ partículas de mesma massa, distribuídas numa esfera de Plummer com escala de comprimento $b = 5$ e massa total $M = 1.5 \times 10^8 M_\odot$.

Consideremos, num primeiro momento, que a simulação é realizada com um parâmetro de *softening* suficientemente pequeno para não comprometer a dinâmica interna do modelo, nesse caso o critério que normalmente usamos é 1/10 da distância média entre partículas

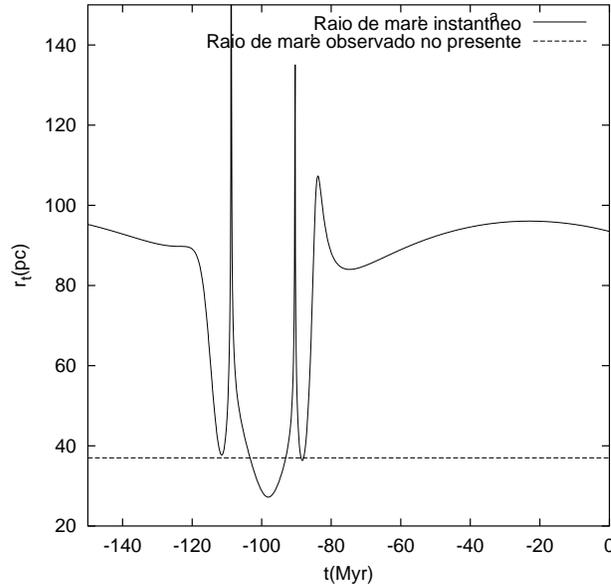


Figura 5.7: Raio de maré instantâneo do M92 durante meio período orbital.

dentro do raio b ($\epsilon = b/(10N^{1/3})$). Se calculamos o tempo de relaxação à meia massa para esse modelo (SPITZER, 1987).

$$t_{rh} = 1.7 \times 10^5 \frac{(r_h/pc)^{3/2} N^{1/2}}{(m/M_\odot)^{1/2}} \text{anos}$$

onde $m = M/N \sim 10$ é a massa média das partículas e $r_{rh} \sim b$ é o raio que contém metade da massa total do sistema, $t_{rh} = 80$ milhões de anos, aproximadamente 1/15 do tempo de relaxação a meia massa do M92, tabela 5.1. Portanto durante um tempo de simulação de pelo menos duas órbitas na Galáxia (~ 600 milhões de anos) além de encontrar dificuldades de integração numérica estaríamos tratando outra dinâmica que não a do M92. Uma possível solução seria aumentar o valor de b , ou seja simular um modelo menos concentrado reduzindo a frequência dos encontros de dois corpos. Se $b = 10pc$ o tempo relaxação a meia massa cresce substancialmente para $t_{rh} = 220$ milhões de anos. Contudo essa solução não serviria porque a contração do núcleo, ao longo da simulação, levaria ao mesmo problema anterior.

Contudo se focalizamos estudo nas deformações causadas pelo campo gravitacional da Galáxia na periferia do aglomerado, podemos desprezar a dinâmica interna e construir o modelo com um núcleo artificial dominado pelo parâmetro de *softening* de forma que o raio de maré se mantenha aproximadamente constante ao longo da simulação. Com isso "simulamos" um tempo de relaxação infinito, e o modelo é válido durante um tempo menor que o tempo de relaxação real, para que os efeitos da relaxação, que ocorreriam num

modelo com o número de partículas real, possam ser desprezados. Essa solução implica num softening de aproximadamente $\epsilon = 1pc$.

O modelo partiu de um perigaláctico com raio $R = 20pc$ (quando realizamos essa simulação ainda não tínhamos uma estimativa mais precisa sobre o raio de maré instantâneo como apresentada na figura 5.7). Nessas condições evitamos que existam partículas inicialmente com energia para escapar do aglomerado.

5.4.1 Origem das estruturas de maré

Vimos na seção 5.3.1 que força de maré da Galáxia impõe um limite no raio do aglomerado, que em outras palavras é um limite para energia das estrelas que o constituem. A rigor, num campo gravitacional com simetria axial como é caso do nosso modelo, o tensor de maré impõe esse limite de forma diferencial na estrutura do aglomerado, contudo o efeito de maré é mais intenso na direção radial, o que nos leva ao conceito de força de maré, como apresentado no capítulo 2. Sendo assim as estrelas que alcançam a velocidade de escape do aglomerado, saem preferencialmente na direção radial, simetricamente ao centro do aglomerado. A diferença de energia cinética δ dessas estrelas é igual a diferença de potencial gravitacional entre o centro e os limites do aglomerado. Em relação ao centro de massa do aglomerado podemos classificar as estrelas que escapam em dois tipos com energia positiva e negativa $\pm\delta$, como mostra a figura 5.8. Essas estrelas tem energia comparável a do aglomerado, $\delta \sim 1\%$ de forma que seguirão aproximadamente a mesma órbita. No referencial da Galáxia, considerando uma curva de rotação constante, as estrelas com energia positiva (que se afastam do centro da Galáxia) devem percorrer uma órbita maior que as estrelas com energia negativa (mais próximas ao centro da Galáxia), portanto estas se adiantam e aquelas se atrasam em relação ao centro de massa do aglomerado. Em outras palavras, no referencial do aglomerado as extensões de maré são torcidas pela força de Coriolis.

Na figura 5.9a mostramos o aglomerado num apogaláctico e na figura 5.9b numa posição entre o perigaláctico e o apogaláctico. No apogaláctico as estrelas diminuem de velocidade, de acordo com a terceira lei de kepler formando um halo de estrelas em torno do aglomerado. A ação da força de maré sobre esse halo forma uma nova estrutura na direção do centro galáctico. Eventualmente algumas estrelas que escaparam podem retornar ao aglomerado. O M92 no presente encontra-se num apogaláctico e isso explica o excesso de estrelas observados até 3 raios de maré. Nessa situação as estruturas de maré não mostram uma direção preferencial. Essas estruturas atingem grandes distâncias cobrindo grande parte da órbita do aglomerado, contudo a densidade de estrelas é muito baixa o que dificulta a detecção além de poucos raios de maré. Cabe citar o caso de Palomar 5 (ODENKIRCHEN et al., 1997), um aglomerado globular muito esparsos que se encontra a uma alta latitude galáctica, região do céu menos contaminada por estrelas de campo. Os autores detectaram

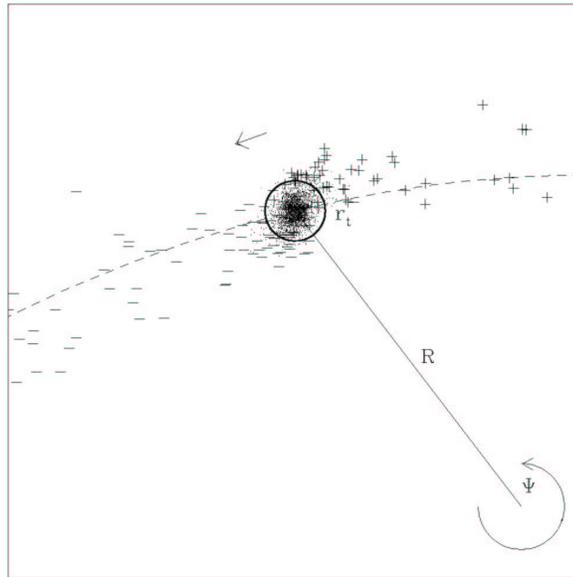


Figura 5.8: Esquema da dinâmica das estruturas de maré, a seta indica a direção do movimento.

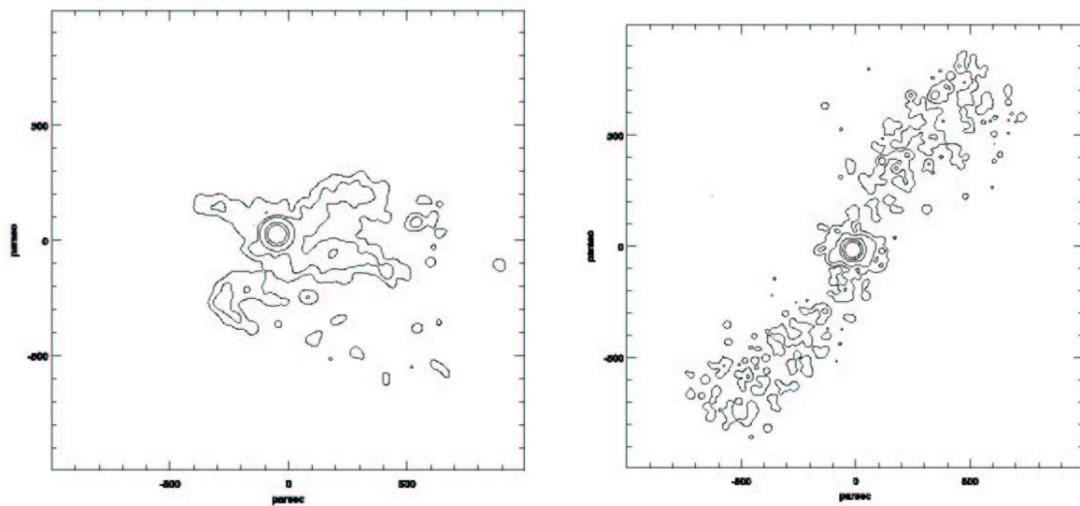


Figura 5.9: Mapas isofotais do modelo, no apogaláctico e numa posição intermediária da órbita.

caudas de maré que se estendem por vários *kpc* ao longo da órbita desse aglomerado e concluem que na próxima passagem pelo disco da galáxia ele se destruirá completamente.

Na figura 5.10a mostramos o mapa de isofotal do modelo projetado no plano do céu a fim de comparar diretamente com as observações. Encontramos com relativa precisão

a orientação da estrutura que se alinha na direção do centro galáctico. Na figura 5.10b mostramos o perfil de densidade do modelo e o desvio da lei de king nas partes externas.

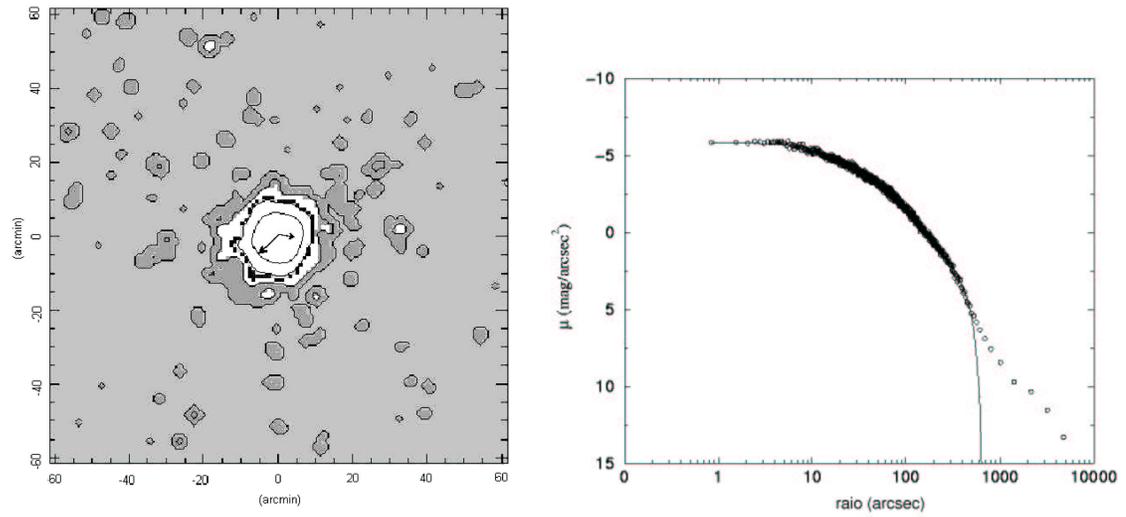


Figura 5.10: Mapa isofotal e perfil de densidade superficial do modelo

Capítulo 6

O par de aglomerados abertos NGC1907 e NGC1912

Neste capítulo investigamos a origem do par de aglomerados abertos NGC1907 e NGC1912 do ponto de vista cinemático. Determinações recentes de distância e idade desses aglomerados sustentam a idéia de que o par originou-se da mesma nuvem primordial e que constitui um sistema binário pela separação relativamente pequena entre eles (define-se separação a distância entre os aglomerados projetada no plano do céu). A existência de pares de aglomerados em interação depende não apenas dos detalhes de como os aglomerados se formaram mas também do ambiente onde eles estão inseridos. Na Galáxia, apenas um par gravitacionalmente ligado $h + \chi$ Persei é conhecido, já nas Nuvens de Magalhães, galáxias satélites da Via-Láctea a incidência de pares em interação é relativamente maior (BHATIA, 1990, DE OLIVEIRA, 2001). A identificação de pares de aglomerados é um tema importante pois relaciona as idades, os parâmetros orbitais dos aglomerados e a interação com a galáxia hospedeira onde as forças gravitacionais diferenciais atuam no sentido de separar o par.

SUBRAMANIAM & SAGAR (1995) estimam que 16 aglomerados abertos da Galáxia de uma amostra de 416 são membros de pares. Esses autores usaram como critério para identificar os pares apenas uma separação menor que 20 pc e calcularam também a escala de tempo de ruptura do par (nessa escala de tempo a energia orbital relativa do par se torna positiva através da energia fornecida pelo campo gravitacional da Galáxia). Nesse trabalho os aglomerados NGC1907 e NGC1912 foram classificados como um provável par, ainda que o tempo de ruptura fosse uma ordem de grandeza menor que a idade dos aglomerados.

SUBRAMANIAM & SAGAR (1999) através de fotometria CCD determinaram novos valores de distâncias e idades para esses aglomerados, com base nesses resultados os autores reforçam a idéia de que eles têm origem comum e argumentam que uma escala de tempo

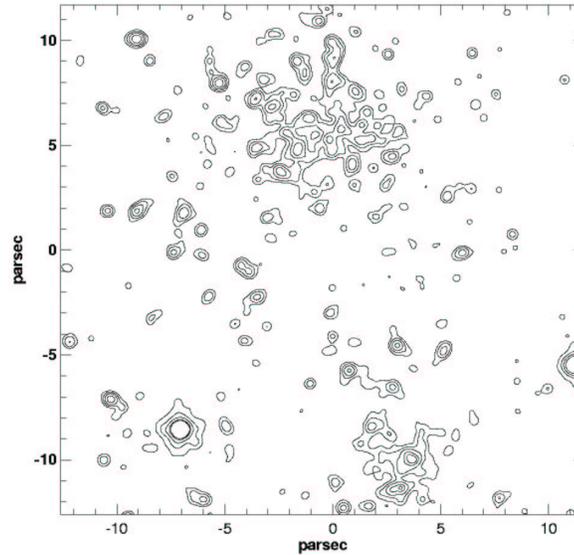


Figura 6.1: Mapa isofotal dos aglomerados NGC1912 (acima) e NGC1907 (abaixo) no plano do céu, a partir da imagem obtida no DSS (*Digital Sky Survey*)

de ruptura menor que a idade deles indica que no presente eles não estão ligados gravitacionalmente. Na tabela 6.1 mostramos os dados compilados por esses autores.

As massas dos aglomerados foram estimadas escalonando o número de estrelas com o aglomerado aberto Hyades no intervalo de magnitudes $-0.3 < M_V < 1.2$, cuja massa é $1000M_\odot$ (PERRYMAN et al., 1998). Usamos os diagramas cor-magnitude de Subramaniam & Sagar 1999 e o banco de dados de aglomerados abertos WEBDA * e assumimos que as funções de massa são iguais. O erro nessa aproximação subestima o valor das massas dos aglomerados já que o aglomerado Hyades é mais evoluído (idade $8.1 \times 10^8 \text{anos}$).

Nome	α_{2000}	δ	$d_\odot (kpc)^a$	idade(10^8anos) ^b	$M(M_\odot)^c$
NGC1907	05h28m06s	35°19'30"	1785 ± 80	4	2500
NGC1912 (M38)	05h28m43s	35°51'18"	1810 ± 80	2.5	3400

Tabela 6.1: (a,b) parâmetros obtidos por SUBRAMANIAM & SAGAR (1999) (c) estimativa da massa.

A motivação para este estudo surgiu após a tese de doutorado de Oliveira (2001) que realizou uma série de simulações numéricas de pares de aglomerados no campo gravitacional da Galáxia. A partir das simulações o autor estudou a deformação das isofotas e o tempo de

*<http://obswww.unige.ch/webda/>

sobrevivência dos pares interagentes. Considerando uma variedade de parâmetros orbitais esse tempo é no máximo 100 milhões de anos. O mapa isofotal do par NGC1912 e NGC1907, figura 6.1, não mostra evidência de interação entre os aglomerados, pelo menos no nível de profundidade da observação. As idades de NGC1912 e NGC1907 são maiores que o tempo de sobrevivência máximo das simulações de DE OLIVEIRA (2001) e que o tempo de ruptura estimado por SUBRAMANIAM & SAGAR (1995). Além disso, a diferença entre as idades dos aglomerados, maior que 100 milhões de anos é apenas marginalmente compatível com uma origem comum (FUJIMOTO & KUMAI, 1997).

A investigação consiste em obter a solução de menor energia orbital - menor distância relativa Δr e menor velocidade relativa Δv - dentro das incertezas dos parâmetros orbitais. Essa é condição mais favorável à origem comum dos aglomerados. A reversão dessa órbita no campo gravitacional da galáxia pode revelar se os aglomerados estiveram ligados gravitacionalmente no passado ou se simplesmente experimentam uma passagem próxima. Neste capítulo apresentamos os principais resultados da publicação que resultou desse estudo (DE OLIVEIRA et al., 2002), reproduzida no apêndice 1.

6.1 Parâmetros orbitais dos aglomerados

Na tabela 6.2 mostramos os dados cinemáticos dos aglomerados. O movimento próprio dos aglomerados foi obtido do banco de dados de aglomerados abertos WEBDA, para NGC1907 incluímos o movimento próprio de cinco estrelas do catálogo Tycho-2. A velocidade radial NGC1907 é baseada na média das velocidades radiais de quatro estrelas conforme GLUSHKOVA & RASTORGUEV (1991).

Nome	$\mu_\alpha(10^{-3}''/ano)$	$\mu_\delta(10^{-3}''/ano)$	$v_r(km/s)$
NGC1907	-0.81 ± 0.73	-4.51 ± 0.76	0.1 ± 1.8
NGC1912 (M38)	3.6 ± 0.5	1.9 ± 0.5	-6.88 ± 1.13

Tabela 6.2: Dados cinemáticos dos aglomerados

Para NGC1912 existem medidas de velocidade radial para 7 estrelas, contudo apenas uma, identificada como 4a, tem magnitude comparável às estrelas da sequência principal. GLUSHKOVA & RASTORGUEV (1991) usam apenas a medida dessa estrela para determinar a velocidade radial do aglomerado e concluem que esta é semelhante à velocidade radial de NGC1907. SUBRAMANIAM & SAGAR (1995) usam essa informação para argumentar a favor da origem comum dos aglomerados. Na figura 7 de DE OLIVEIRA et al. (2002), testamos o efeito da variação da velocidade radial sobre a órbita dos aglomerados

e mostramos que a variação não é significativa e adotamos como velocidade radial do aglomerado a medida da estrela 4a, $v_r = -1.0 \pm 1.8 km/s$. Nesta seção revisamos esse dado incluindo as medidas de quatro estrelas (19, 4a, 53a e 61a) excluindo apenas as mais fracas (28a, 60a e 71a) que provavelmente não são membros do aglomerado.

6.2 Solução de menor energia orbital

Em DE OLIVEIRA et al. (2002) a solução de menor energia orbital é resultado das combinações entre 3 possíveis órbitas, onde consideramos o valor nominal e os limites inferior e superior dos erros no movimento próprio dos aglomerados apenas. Como o movimento espacial depende também das incertezas na posição e velocidade radial, seção 5.3, melhoramos a análise incluindo as incertezas nessas variáveis

$$(\alpha, \delta, d_{\odot} \pm \sigma_{d_{\odot}}, v_r \pm \sigma_{v_r}, \mu_{\alpha} \pm \sigma_{\mu_{\alpha}}, \mu_{\delta} \pm \sigma_{\mu_{\delta}}) \rightarrow (x \pm \sigma_x, y \pm \sigma_y, z \pm \sigma_z, u \pm \sigma_u, v \pm \sigma_v, w \pm \sigma_w)$$

Na tabela 6.3 mostramos a posição e a velocidade espacial dos aglomerados no sistema de referência com origem no centro galáctico derivados com o mesmo procedimento da seção 5.3.

Nome	$x_0(pc)$	$y_0(pc)$	$z_0(pc)$	$u_0(km/s)$	$v_0(km/s)$	$w_0(km/s)$
NGC1907	-9770 ± 79	229 ± 10	9.2 ± 0.4	7.1 ± 2.9	205.8 ± 9.2	-18.5 ± 8.6
NGC1912 (M38)	-9793 ± 79	244 ± 10	21.7 ± 1.0	18.1 ± 1.4	232.5 ± 5.8	37.3 ± 6.85

Tabela 6.3: Posição e velocidade estimadas para os aglomerados no sistema de coordenadas galactocêntrico

O conjunto de condições iniciais possíveis que resulta dos valores da tabela 6.3 é mostrado na figura 6.2a. Para cada aglomerado são 875 condições iniciais diferentes, que resulta numa combinação de possibilidades muito maior que no estudo anterior (DE OLIVEIRA et al., 2002). Na figura, o quadrado indica a posição e velocidade nominais e o círculo a combinação dos valores que, dentro das incertezas, minimiza a energia orbital relativa dos aglomerados $\Delta r = 17.12 pc$ e $\Delta v = 48.6 km/s$. A figura 6.2b mostra um segmento da órbita dos aglomerados, integrada para frente e em seguida revertida. A máxima aproximação ocorre em $T = -0.15 \times 10^6$ anos, onde $\Delta r = 7.8 pc$ e $\Delta v = 48.5 km/s$. Podemos estimar a energia orbital relativa desconsiderando o campo gravitacional da Galáxia, do problema de dois corpos

$$E = \frac{\Delta v^2}{2} - \frac{G(M + m)}{\Delta r}$$

no sistema de unidades $G = 1$, $[M] = 232M_{\odot}$, $[r] = pc$, $[v] = km/s$ encontramos $E = 1172km^2/s^2$. Como a dependência de v com E é quadrática a velocidade relativa entre os aglomerados é o parâmetro orbital mais importante para determinar a energia de ligação do par. Como $\Delta v = 48.5km/s$ equivale a $48.5pc/10^6$ anos os aglomerados se separam numa fração de tempo muito pequena comparada a suas idades.

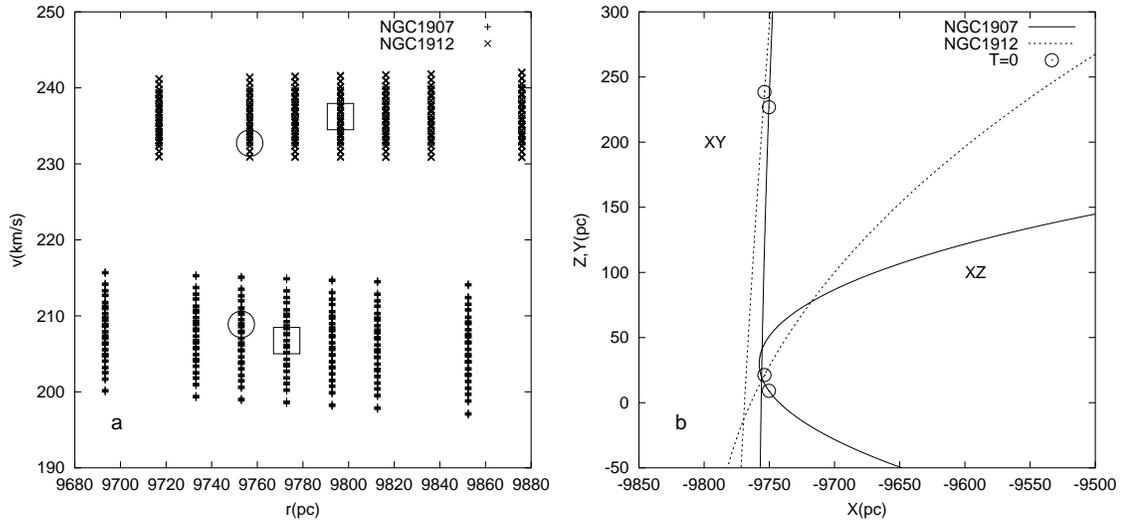


Figura 6.2: (a) conjunto de condições iniciais possíveis para o par NGC1907 e NGC1912. Os quadrados indicam os valores nominais da tabela 6.3 e os círculos a combinação de menor energia relativa. (b) Projecção da órbita de menor energia relativa no plano da Galáxia (XY) e perpendicular ao plano da Galáxia (XZ), os círculos localizam os aglomerados no presente.

Mantendo as massas dos aglomerados e a distancia relativa, a velocidade de escape do sistema é

$$v_e = \sqrt{\frac{2G(M + m)}{\Delta r}}$$

numericamente $v_e = 2.5km/s$, apenas 5% da módulo da velocidade que corresponde a solução de menor energia orbital. Certamente esse valor está além do limite dos erros, e permite concluir que se trata de um par de aglomerados que no presente passam próximo um do outro, ou seja, eles não têm origem comum.

6.3 Evidência de interação no mapa isofotal

Realizamos um experimento numérico para avaliar as deformações no mapa isofotal dos aglomerados devido à interação mútua. Cada aglomerado foi modelado por uma distribuição de partículas segundo o modelo de plummer, com número real de partículas e também massas diferentes (os detalhes da simulação podem ser vistos em DE OLIVEIRA et al. (2002). Na primeira simulação, realizada com as condições iniciais de menor energia orbital não há evidências de interação (distorções no mapa isofotal) correspondente a $T = 0$, 6.3. Na segunda simulação, reduzimos a velocidade relativa do encontro a $\Delta v = 4km/s$, $\sim 10\%$ do valor encontrado na solução de mínima energia orbital, mantendo a direção dos vetores velocidade. Essa situação é próxima ao limite de captura ($E = 0$). As simulações mostram que se NGC1907 e NGC1912 tivessem essa energia orbital existiriam deformações notáveis no mapa isofotal como mostra a figura 6.4.

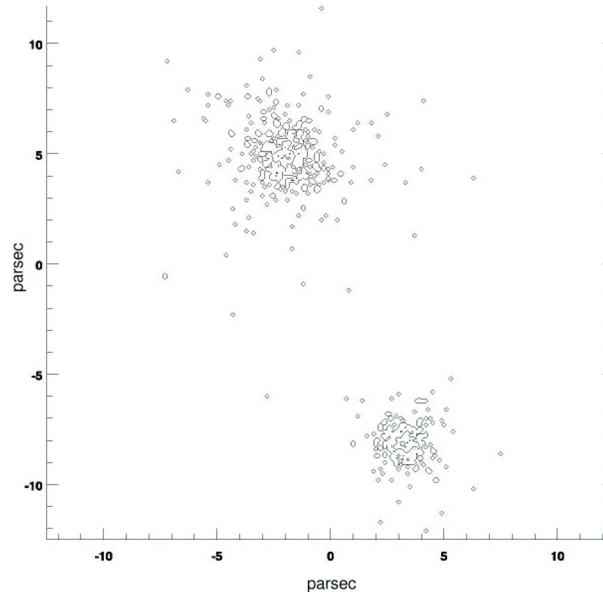


Figura 6.3: Mapa isofotal do modelo projetado no plano do céu: encontro com velocidade relativa $\Delta v = 40km/s$

Concluimos que mesmo observações mais profundas da região situada entre os dois aglomerados não deverão mostrar evidências de interação, pois a velocidade relativa é muito alta ($\Delta v = 40km/s$, limite inferior permitido pelos erros) e conseqüentemente o tempo de interação máxima é muito curto. Trata-se portanto, de um caso raro de os dois aglomerados abertos que passam próximos um do outro no presente.

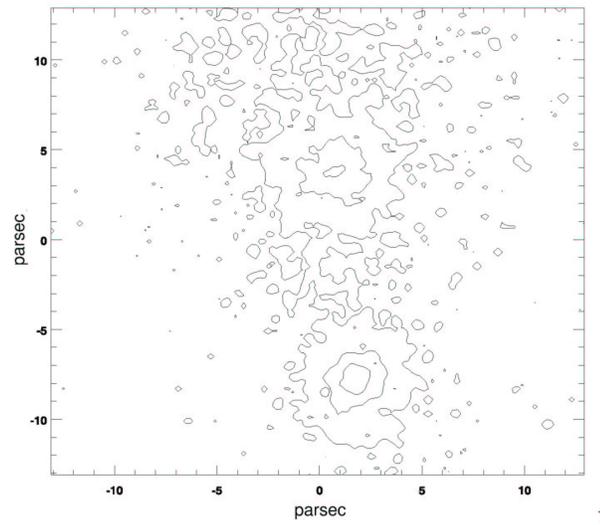


Figura 6.4: Mapa isofotal do modelo projetado no plano do céu: encontro com velocidade relativa $\Delta v = 4km/s$ de (DE OLIVEIRA et al., 2002)

Capítulo 7

Interação da LMC com o halo da Galáxia

A Grande Nuvem de Magalhães (LMC) é a maior galáxia satélite da Galáxia. Juntamente com sua companheira, a Pequena Nuvem de Magalhães (SMC) formaram a corrente de Magalhães, uma estrutura de gás que se estende aproximadamente 100° no céu, resultado da interação com a Galáxia, figura 7.1a. Essa estrutura se alinha com a órbita da LMC de forma análoga às caudas de maré estudadas no capítulo 5. Só recentemente descobriu-se o *leading arm*, figura 7.1b estrutura oposta à corrente de Magalhães.

A estrutura da LMC tem sido tema de vários estudos e controvérsias, nos últimos anos o uso das estrelas de carbono como traçadores cinemáticos além do hidrogênio neutro levou a mudanças profundas do nosso conhecimento sobre essa galáxia. Sem dúvida as simulações numéricas realizadas desde a década de 70 até hoje contribuíram muito para entender os mecanismos envolvidos nas estruturas observadas. Por exemplo, hoje se sabe que o disco da LMC é intrinsecamente alongado e que o centro cinemático das estrelas de carbono coincide com o centro da barra e das isofotas externas, em contradição com o centro cinemático do gás que aparece deslocado de aproximadamente 1° . Estudos semelhantes foram feitos para diversos grupos estelares separados por idades DOTTORI et al. (1996), que mostram assimetrias na distribuição espacial, bem como centroides diferentes.

Neste capítulo estudamos a interação da LMC com o halo da Galáxia em dois aspectos. Nas seções 7.1 e 7.2 apresentamos as características dos aglomerados do halo da Galáxia em comparação aos aglomerados velhos da LMC apontando algumas semelhanças. Na seção 7.3 testamos o cenário em que os aglomerados velhos da LMC teriam sido capturados do halo da Galáxia. Os parâmetros estruturais e orbitais da LMC utilizados no nosso estudo são os mais recentes (VAN DER MAREL et al., 2002), apresentados na seção 7.3.1. Finalmente, na seção 7.4.1 usando os aglomerados globulares como partículas teste

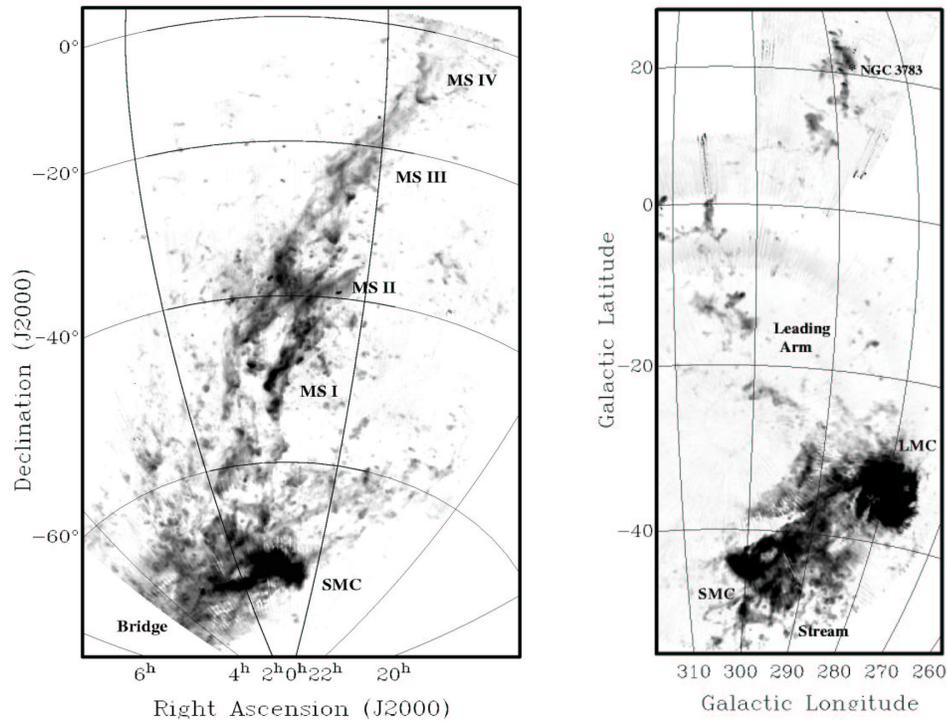


Figura 7.1: Estruturas de maré das Nuvens de Magalhães, resultado da interação com a Via-Láctea. (a) Corrente de Magalhães, além da ponte que conecta a LMC com a SMC (b) *Leading Arm*. Figura extraída de Putman (2000).

do Halo, investigamos as modificações espaciais e cinemáticas produzidas pela interação com a LMC nos últimos 10 bilhões de anos. Nesta dissertação desconsideramos a influência da SMC assim como satélites mais massivos como as galáxias anãs do Halo. Trata-se ainda de um estudo inicial e comentamos alguns aspectos que podem ser melhorados.

7.1 Os aglomerados do halo da Galáxia

Desde a década de 1950 há evidências de que os aglomerados globulares da Galáxia formam duas populações estelares com metalicidades, distribuição espacial e características cinemáticas diferentes. Após os trabalhos de ARMANDROFF (1989) e ZINN (1993), essa distinção ficou bem estabelecida.

A Galáxia possui em torno de 150 aglomerados globulares (HARRIS, 1996) dos quais 36 pertencem ao subsistema disco com metalicidade $[Fe/H] > -0.8$ e 110 pertencem ao subsistema halo com metalicidade $[Fe/H] < -0.8$, figura 7.2a.

O subsistema disco tem metalicidade média $\langle [Fe/H] \rangle = -0.5$ e é assim chamado porque os aglomerados se distribuem num disco de tamanho $R = 8kpc$ e escala de altura $z_0 = 1.1 \pm 0.35kpc$ semelhante a do disco espesso da Galáxia. Cinematicamente, esse sistema tem velocidade de rotação $v_{rot} = 152 \pm 29km/s$ e dispersão de velocidades $\sigma = 71km/s$.

O subsistema halo tem metalicidade média $\langle [Fe/H] \rangle = -1.5$ e a distribuição espacial é aproximadamente esférica. Cinematicamente o subsistema halo tem baixa velocidade de rotação $v_{rot} = 50 \pm 23km/s$ e alta dispersão de velocidades $\sigma = 114km/s$. Não apresenta gradiente de metalicidade e individualmente os aglomerados têm metalicidade bem definida (com exceção de M22 e ω -Centauri que são formados por populações estelares com metalicidades diferentes).

A idade dos aglomerados globulares da Galáxia está entre 12 – 18 bilhões de anos e a idade média dos aglomerados diminui com a distância ao centro galáctico. Aglomerados com distância $R < 8kpc$ são aproximadamente 2 bilhões de anos mais velhos que os aglomerados entre 8 e 40 kpc. A distribuição espacial é $N(r) \sim r^{-3.5}$ e entre 40 – 65kpc não há nenhum aglomerado globular. A massa total do sistema é em torno de $2 \times 10^7 M_{\odot}$ aproximadamente 1% da massa do Halo.

RODGERS & PALTOGLOU (1984) subdividiram os globulares da Galáxia em intervalos de metalicidade e encontraram 30 globulares com metalicidades entre $-1.7 < [Fe/H] < -1.3$, velocidade de rotação $v_{rot} = -70km/s$ e com ramo horizontal vermelho (RHB), classificado como subsistema jovem do Halo. Por apresentar movimento de rotação retrógrado em relação aos outros aglomerados e ter composição química homogênea acredita-se que a origem desse sistema foi a acreção de uma galáxia satélite. Finalmente ZINN (1993) classificou os aglomerados do Halo em três subsistemas, o halo jovem (RHB - ramo horizontal vermelho), o halo velho (BHB - ramo horizontal azul) e o halo pobre em metal (MP) com $[Fe/H] < -1.8$, baseado também em dados cinemáticos obtidos estatisticamente a partir da velocidade radial. A figura 7.2 mostra a relação entre essas características para os aglomerados globulares da Galáxia, a partir dos dados do catálogo de HARRIS (1996).

ODENKIRCHEN et al. (1997) obteve medida de movimento próprio para 15 globulares do subsistema halo. Cabe salientar que a velocidade de rotação e a dispersão de velocidades estão em ótimo acordo com os valores obtidos estatisticamente através da velocidade radial. Dos 15 aglomerados 6 tem movimento retrógrado $\langle v_{rot} \rangle = -9km/s$ e metalicidades no intervalo $-2.0 < [Fe/H] < -1.5$ concordando com trabalhos anteriores que utilizaram apenas velocidades radiais. Esses autores não encontram correlação entre os parâmetros orbitais e metalicidade para esses aglomerados.

DINESCU et al. (1999) a partir da amostra de 36 aglomerados do subsistema halo com movimentos próprios disponíveis procura confirmar a classificação de Zinn do ponto de vista cinemático. Como resultado desse trabalho destacamos a excentricidade das órbitas

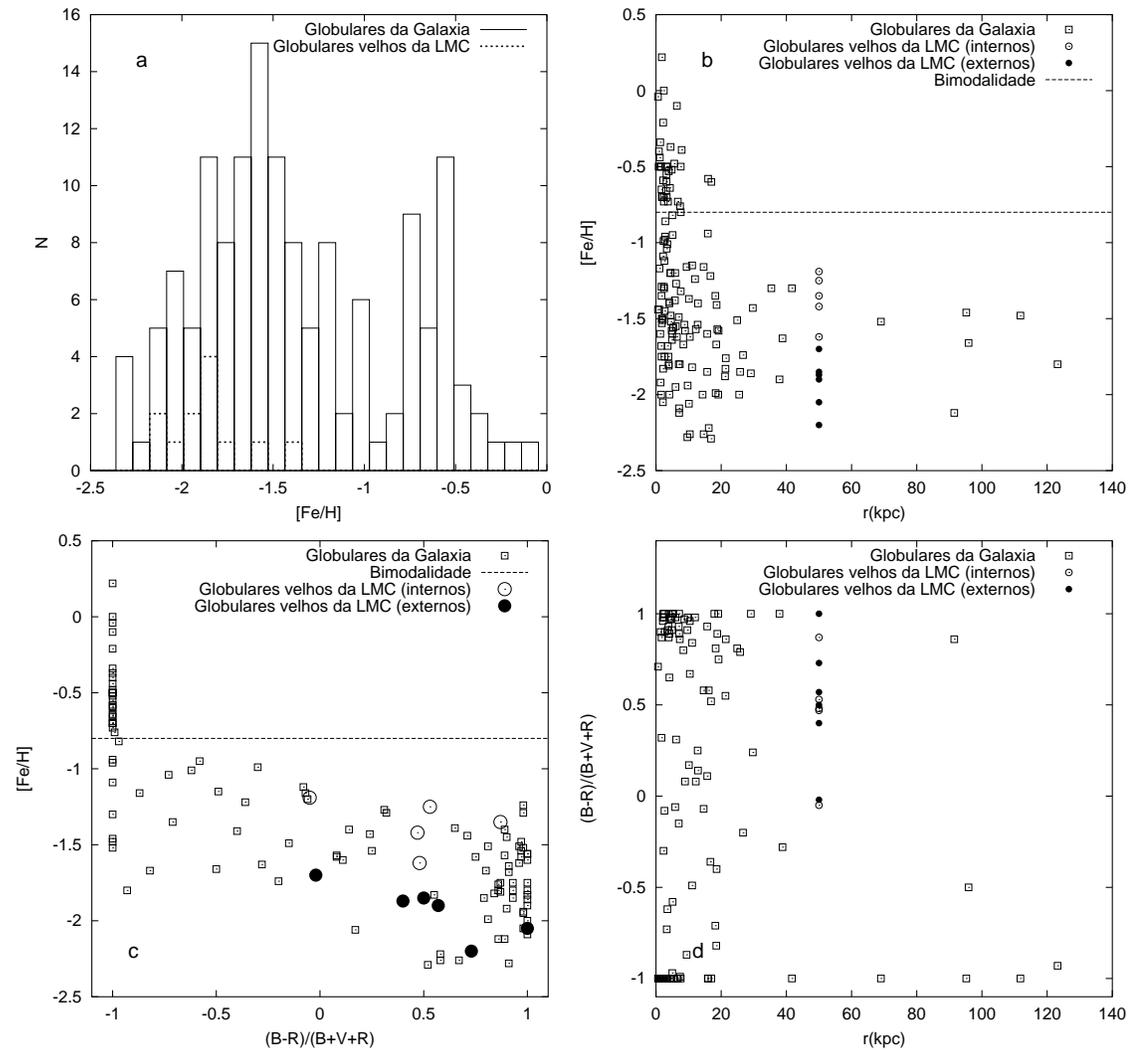


Figura 7.2: Características dos aglomerados globulares da Galáxia em comparação aos globulares velhos da LMC. (a) distribuição de metalicidade dos aglomerados globulares da Galáxia (mostrando a distribuição bimodal) e dos globulares velhos da LMC (SUNTZEFF et al., 1992). (b) metalicidade *versus* distância, assume-se que os globulares da LMC estão a mesma distância, apenas distinguindo os internos dos externos (a 5° do centro) onde nota-se claramente a diferença de metalicidade. (c) diagrama de metalicidade *versus* cor do ramo horizontal, azul (1) e vermelha (-1). (d) cor do ramo horizontal *versus* distância.

em função da metalicidade. Para o subsistema RHB é $\langle e \rangle = 0.74 \pm 0.004$; para $N = 5$ aglomerados do subsistema BHB a excentricidade média é $\langle e \rangle = 0.66 \pm 0.03$ e para $N = 7$ aglomerados do subsistema MP a excentricidade média das órbitas é $\langle e \rangle = 0.63 \pm 0.08$. Portanto mesmo com os mecanismos de destruição de aglomerados (GNEDIN & OSTRICKER, 1997) que são mais eficientes em aglomerados com órbitas excêntricas, os aglomerados do Halo apresentam órbitas com excentricidade relativamente alta. Na seção 7.4.1 investigamos o efeito da interação com a LMC sobre as órbitas dos aglomerados globulares.

7.2 Os aglomerados velhos da LMC

Além de dezenas de aglomerados globulares com idades menores que 3 bilhões de anos, a Grande Nuvem de Magalhães (LMC) possui 15 aglomerados globulares velhos (SUNTZEFF et al., 1992, DUTRA et al., 1999) com idades comparáveis à dos aglomerados globulares da Galáxia.

A dificuldade de construir diagramas cor-magnitude (CMDs) para esses aglomerados está na distância e na contaminação por estrelas de campo. Somente no final da década de 1990 com o telescópio espacial Hubble pôde-se medir 3-4 magnitudes abaixo do *turnoff* e resolver estrelas do núcleo desses aglomerados o que diminui o impacto da contaminação.

BROCATO et al. (1996) a partir de CMDs de 3 aglomerados da LMC concluiu que as idades são semelhantes a dos globulares da Galáxia com uma incerteza de 3 bilhões de anos. OLSEN et al. (1998) conclui que 4 aglomerados da LMC têm a mesma idade de M5 ou M55. Outro resultado importante desse trabalho é que a metalicidade desses aglomerados obtida através da morfologia do ramo das gigantes (RGB) é maior do que a determinada em trabalhos anteriores, assim a metalicidade média dos aglomerados velhos da LMC cresce para $\langle [Fe/H] \rangle = -1.67$ em relação ao valor de SUNTZEFF et al. (1992) $\langle [Fe/H] \rangle = -1.83$ assemelhando-se mais com o subsistema do Halo da Galáxia. JOHNSON et al. (1999) concluíram que 3 aglomerados têm a mesma idade de M92 e M3 com uma incerteza de 1.5 bilhões de anos.

Outra semelhança entre os aglomerados velhos da Galáxia e da LMC é a distribuição metalicidade *versus* cor do ramo horizontal, após revisão de OLSEN et al. (1998) e JOHNSON et al. (1999), figura 7.2c. Os aglomerados da LMC mostram uma tendência parecida com os aglomerados da Galáxia, onde os aglomerados internos tendem a ser mais azuis que os aglomerados externos de metalicidade equivalente JOHNSON et al. (1999), além do gradiente em metalicidade, figura 7.2b. O critério de separação entre aglomerados internos e externos é a distância angular de 5° do centro. Nota-se também a diferença entre os

aglomerados do subsistema disco da Galáxia que são mais vermelhos que os aglomerados da LMC apesar de terem idades compatíveis, figura 7.2c.

A semelhança entre essas características significa que esses aglomerados se formaram na mesma época e num ambiente químico homogêneo. Um cenário para formação do Halo Galáctico proposto por SEARLE & ZINN (1978), baseado na ausência de gradiente de metalicidade ao longo do Halo, sugere que os aglomerados globulares se formaram em fragmentos proto-galácticos que posteriormente se romperam formando o Halo. As galáxias satélites, anãs esferoidais e as Nuvens de Magalhães também seriam originárias desses fragmentos sobrevivendo até o presente com seu próprio histórico de formação estelar. A órbita desses satélites, determinada a partir de movimentos próprios é aproximadamente circular e portanto compatível com a sobrevivência dos mesmos já que nessas condições a ruptura por força de maré é menos eficiente (LYNDEN-BELL & LYNDEN-BELL, 1995).

7.2.1 O *gap* de idade-metalicidade

No caso particular da LMC existe uma deficiência na formação de aglomerados globulares com idades entre ~ 3 e 13 bilhões de anos, conhecida como *gap* na distribuição de idades que se reflete também na distribuição de metalicidade, figura 7.3. O único aglomerado que ocupa o *gap* é o ESO 121-SC03 cuja idade é 8.5 bilhões de anos e metalicidade $[Fe/H] = -0.91 \pm 0.16$ (HILL et al., 2000). A realidade do *gap* vem sendo estabelecida desde a década de 1980 e recentemente por trabalhos como GEISLER et al. (1997) e BICA et al. (1998) que observaram um grande número de aglomerados da LMC e não encontraram nenhum que pertencesse ao *gap*. RICH et al. (2001) confirmaram que 3 aglomerados estudados anteriormente por SARAJEDINI (1998) aos quais atribuiu idade de 4 bilhões de anos e metalicidade $[Fe/H] = -1$ pertencem realmente ao grupo de aglomerados jovens e ricos em metal e propõe a redefinição do limite inferior do *gap* de ~ 3 bilhões de anos. Curiosamente, OLSEN (1999) e HOLTZMAN et al. (1999) mostram que uma fração significativa da população de campo da LMC é mais velha que 3 bilhões de anos e que embora a taxa de formação estelar seja baixa em torno de 5 bilhões de anos ela não é nula.

Já na Pequena Nuvem de Magalhães (SMC) a relação idade-metalicidade é bem completa com aproximadamente 18 aglomerados globulares com idades entre 1 e 12 bilhões de anos e metalicidades $-1.7 < [Fe/H] < -0.5$. Em contraste com a LMC a SMC apresenta um numero relativamente grande de aglomerados com idades entre 4 e 10 bilhões de anos (PIATTI et al., 2001).

A ruptura por força de maré dos aglomerados com idades entre ~ 3 e 13 não parece ser a origem do *gap* por duas razões. Assumindo que o campo de maré da LMC e as órbitas desses aglomerados possam levar à ruptura, o simples fato de existir aglomerados com idade

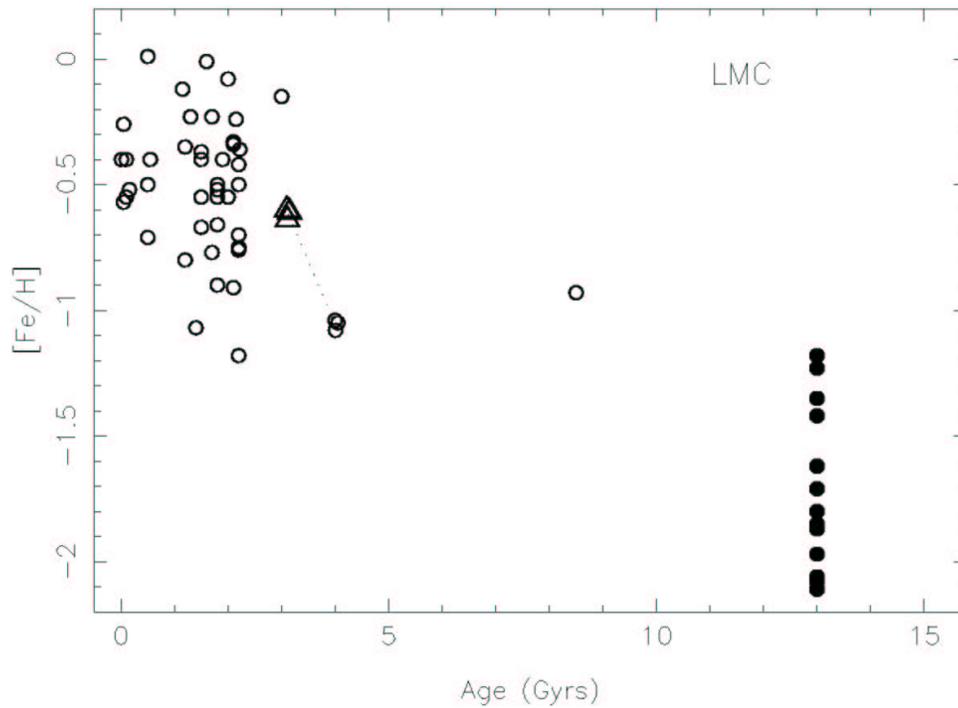


Figura 7.3: Diagrama de idade-metalicidade para os aglomerados globulares da LMC. Assumiu-se a mesma idade para os 13 aglomerados velhos da LMC. Os círculos abertos mostram os dados de GEISLER et al. (1997) e BICA et al. (1998). Os triângulos mostram os resultados de RICH et al. (2001) para três aglomerados no limite inferior do *gap* em relação aos resultados anteriores de SARAJEDINI (1998) para os mesmos aglomerados. O único aglomerado no intervalo de 3 a 13 bilhões de anos é o ESO121-SC03. Figura obtida de DA COSTA (2002)

entre 1 e 3 bilhões de anos com massa comparável à massa dos aglomerados velhos, indica que eles podem sobreviver mais que 3 bilhões de anos. A segunda razão é que o limite inferior do *gap* é abrupto e sugere outra explicação que não a ruptura dos aglomerados. Contudo LARSEN & RICHTLER (2000) mostram que a formação de aglomerados massivos está fortemente relacionada com a taxa de formação estelar e é favorecida quando esta é alta. Portanto a baixa taxa de formação estelar na LMC em torno de 5 bilhões de anos, pode significar que se formaram aglomerados menos massivos e que foram mais facilmente destruídos.

7.3 Captura de aglomerados do halo da Galáxia

Um cenário para a existência desse pequeno grupo de aglomerados velhos é a captura de aglomerados do halo da Galáxia pela LMC. Um aspecto que sustenta essa idéia é fato da população de campo ser 1 – 2 bilhões de anos mais jovem que os aglomerados globulares velhos da LMC (WALKER et al., 1999). Um aspecto contrário ao cenário de captura é o gradiente de metalicidade desses aglomerados, ainda que o espalhamento em metalicidade seja compatível com o do halo da Galáxia como mostra a figura 7.2b. Outra característica peculiar dos aglomerados velhos da LMC é a distribuição espacial num disco duas a três vezes maior que a escala de comprimento do disco de HI da LMC ($4 - 6 kpc$), a velocidade de rotação dos aglomerados é $50 km/s$ e a dispersão de velocidades é $10 km/s$ SUNTZEFF et al. (1992). A cinemática dos aglomerados é compatível com os novos resultados da estrutura da LMC, seção 7.3.1.

A captura inversa - aglomerados da LMC capturados pela Galáxia - é proposta no trabalho de LIN & RICHER (1992), com base na posição e velocidade dos aglomerados Pal 12 e Rup 6. Contudo, a relação idade-metalicidade de Pal 12 não é compatível com a LMC, fica a possibilidade desse aglomerado ter sido capturado da SMC.

O mecanismo de captura é diferente em cada caso. Na captura inversa, não esperamos que os aglomerados sejam capturados da LMC por força de maré, eles estão dentro do raio de maré dessa galáxia ($\sim 15 \pm 4.5 kpc$) e a ejeção de aglomerados também não ocorre porque que o tempo de relaxação da LMC é maior que a idade do Universo. A captura de aglomerados da Galáxia pela LMC pode ocorrer nas passagens de perigaláctico quando a velocidade de um aglomerado em relação a LMC for menor que sua velocidade de escape e quando ele estiver dentro do raio de maré da LMC. Precisamente é esse o cenário que queremos testar.

7.3.1 Estrutura e órbita da LMC

Um importante resultado do trabalho de VAN DER MAREL et al. (2002) é que a amplitude da curva de rotação da LMC é $\sim 40\%$ menor do que o valor encontrado em trabalhos anteriores. Incluindo ainda um efeito conhecido como corrente assimétrica BINNEY & TREMAINE (1987) os autores encontram uma velocidade circular $v_c = 64.8 \pm 15.9 \text{ km/s}$ dessa forma a massa dinâmica contida em 8.9 kpc (último ponto da curva de rotação medida nesse trabalho) é $M_{LMC}(8.9 \text{ kpc}) = 8.7 \pm 4.3 \times 10^9 M_\odot$ e o raio de maré calculado com essa massa é $r_t = 15 \pm 4.5 \text{ kpc}$.

Na tabela 7.1 reproduzimos os parâmetros orbitais da LMC compilados por VAN DER MAREL et al. (2002). Para a distribuição de massa da Galáxia usamos apenas a componente Halo, dada a distância de perigaláctico da LMC $\sim 45 \text{ kpc}$. O modelo de Halo isotérmico, seção 4, tem velocidade circular constante $v_h = 220 \text{ km/s}$. A massa contida até a posição da LMC é $M_G(50 \text{ kpc}) = 5.6 \times 10^{11} M_\odot$.

Na figura 7.4 mostramos a órbita da LMC nesse modelo para a Galáxia, incluindo a fricção dinâmica como discutido no capítulo 2 e conforme Tremaine (1977). Além da distribuição espacial dos aglomerados globulares a figura mostra as galáxias anãs da Via Láctea.

$x_0(\text{kpc})$	$y_0(\text{kpc})$	$z_0(\text{kpc})$	$d_0(\text{kpc})$	$u_0(\text{km/s})$	$v_0(\text{km/s})$	$w_0(\text{km/s})$	$v_0(\text{km/s})$
-0.78	-41.55	-26.95	50.1	-56 ± 36	-219 ± 23	186 ± 35	293.2 ± 32

Tabela 7.1: Posição, distância, velocidade e módulo da velocidade para a LMC no sistema de coordenadas galactocêntrico obtidas de VAN DER MAREL et al. (2002)

7.3.2 Modelo

Nesta seção descrevemos o modelo usado nas simulações de captura de aglomerados globulares do Halo da Galáxia pela LMC. Os aglomerados foram modelados como partículas com $10^6 M_\odot$. Como eles representam uma fração muito pequena da massa do Halo, $\sim 1\%$, suas órbitas foram determinadas apenas pela interação com a Galáxia e com a LMC, ou seja, desconsideramos a interação mútua entre os aglomerados. Incluímos também a fricção dinâmica entre os aglomerados e o Halo. A fricção dinâmica dos aglomerados com a LMC é um efeito menos importante.

A LMC foi modelada analiticamente por uma esfera isotérmica truncada no raio de maré $r_t = 15 \text{ kpc}$, o modelo tem velocidade circular $v_c = 64 \text{ km/s}$ como discutido acima.

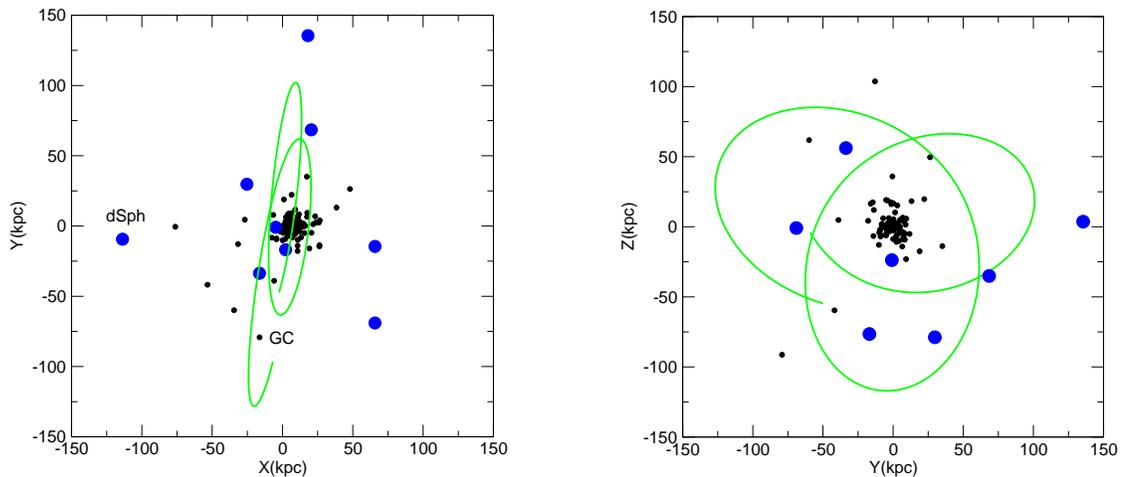


Figura 7.4: Órbita da LMC no halo da Galáxia, o período orbital da LMC é aproximadamente 1.5 bilhões de anos, os pontos pequenos mostram a distribuição espacial dos aglomerados globulares da Galáxia no presente e os pontos maiores das galáxias anãs esferoidais.

Calculamos a interação da LMC com o sistema de aglomerados, durante os últimos 5 bilhões de anos, testando a condição de captura ao longo da órbita da LMC

$$\Delta v_i < v_e \text{ e } \Delta r_i < r_t$$

onde Δv_i é a velocidade relativa do aglomerado i à LMC e Δr_i é a distância relativa do aglomerado i à LMC.

Aglomerados globulares com distribuição de velocidades isotrópica

A distribuição de aglomerados globulares foi gerada em equilíbrio com o Halo isotérmico. No apêndice C mostramos como incluir a anisotropia radial na distribuição de velocidades a fim de melhor representar a excentricidade média $\langle e \rangle = 0.7$ das órbitas dos aglomerados e testar o cenário de captura nessas condições. O modelo anisotrópico ainda não foi completamente implementado e será assunto para estudos subsequentes.

Como apresentado no capítulo 2, a esfera isotérmica singular tem densidade espacial $\rho(r) \sim 1/r^2$ que resulta numa distribuição $N(r) = cte$ para os aglomerados. As velocidades são obtidas a partir da função distribuição isotrópica

$$f(\varepsilon) = \frac{\rho_1}{(2\pi\sigma^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon}{\sigma^2}\right)$$

onde $\varepsilon = \Psi - v^2/2$ é a energia relativa por unidade de massa. Definimos $q = v/v_e$, onde $v_e = \sqrt{2\Psi}$ e usando $v_c = \sqrt{2}\sigma$ temos

$$f(q) = \frac{\rho_1}{\pi^{3/2}v_c^3} \exp\left[-\frac{v_e^2}{v_c^2}(1 - q^2)\right]$$

A fração de partículas dentro da esfera de raio q no espaço de velocidades é

$$4\pi \int_0^q f(q') q'^2 dq'$$

Portanto o módulo da velocidade das partículas segue a distribuição

$$g(q) = q^2 \exp\left[-\frac{v_e^2}{v_c^2}(1 - q^2)\right]$$

no apêndice C mostramos como obter as coordenadas (\mathbf{r}, \mathbf{v}) das partículas segundo $\rho(r)$ e $g(q)$ através do algoritmo de rejeição de von Neuman.

Os parâmetros livres do modelo são o número de aglomerados N e o raio da distribuição inicial de aglomerados r_g .

7.4 Resultados

Realizamos simulações com $N = 100$, $N = 500$ e $N = 1000$, com raio inicial igual a $r_g = 100$ kpc, no intervalo de tempo $-5 < T < 0$ bilhões de anos. Capturas de aglomerados próximas a $T = 0$ ocorreram somente com $N = 1000$. Os resultados dessa simulação são apresentados a seguir.

A figura 7.4 mostra a distância da LMC ao centro da Galáxia ao longo da simulação. Pode-se ver claramente o efeito da fricção dinâmica que provoca o decaimento e também a circularização da órbita LMC. Os aglomerados que satisfazem a condição de captura são mostrados ao longo da órbita. Eles são capturados por intervalos de tempo de 10 a 200 milhões de anos, a maior parte deles nas passagens de perigaláctico da LMC.

Na figura 7.6 mostramos o diagrama de captura Δr versus Δv (distância e velocidade dos aglomerados relativa à LMC) nos últimos 10 milhões de anos. No gráfico mostramos a

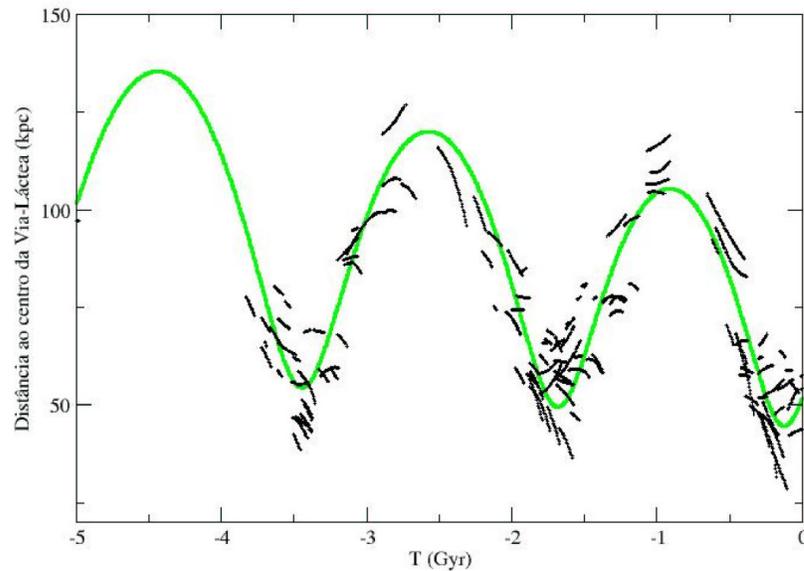


Figura 7.5: Distância da LMC ao centro da Galáxia, mostrando os aglomerados capturados ao longo da simulação. As capturas perduram de 10 a 200 milhões de anos.

velocidade de escape $v_e = \sqrt{2}v_c$ e o raio de maré r_t que definem a condição de captura. E as trajetórias dos aglomerados no diagrama.

No presente aparecem apenas 2 capturas para $N = 1000$. Vê-se alguns aglomerados dentro do raio de maré da LMC mas com velocidades maiores que a velocidade de escape. Esses valores de velocidade são incompatíveis com a cinemática dos aglomerados velhos da LMC que formam um sistema tipo disco com velocidade de rotação $v_{rot} = 50\text{km/s}$. A simulação mostra que as capturas duram de 10 a 200 milhões de anos.

As simulações de destruição de aglomerados globulares da Galáxia (CHERNOFF & WEINBERG, 1990, AGUILAR et al., 1988, GNEDIN & OSTRICKER, 1997) prevê, a $T = -10$ bilhões de anos um número de aglomerados globulares ~ 2 vezes maior que o número presente. Dentro das condições das simulações que realizamos, o número inicial de aglomerados deve ser ~ 8 vezes maior, para que hajam capturas no presente. Isso nos leva a concluir que a presença desses aglomerados na LMC se deve ao histórico de formação estelar dessa galáxia e que a formação da população de campo não tem necessariamente contrapartida na formação de aglomerados globulares. Contudo o fato da LMC atualmente encontrar-se próxima ao perigaláctico pode significar que ela e a Galáxia compartilham alguns aglomerados globulares e que esse fenômeno seja transiente.

Em relação as melhorias que podem ser feitas no modelo, a interação da SMC com os aglomerados globulares do Halo poderia induzir algumas capturas. A distribuição de

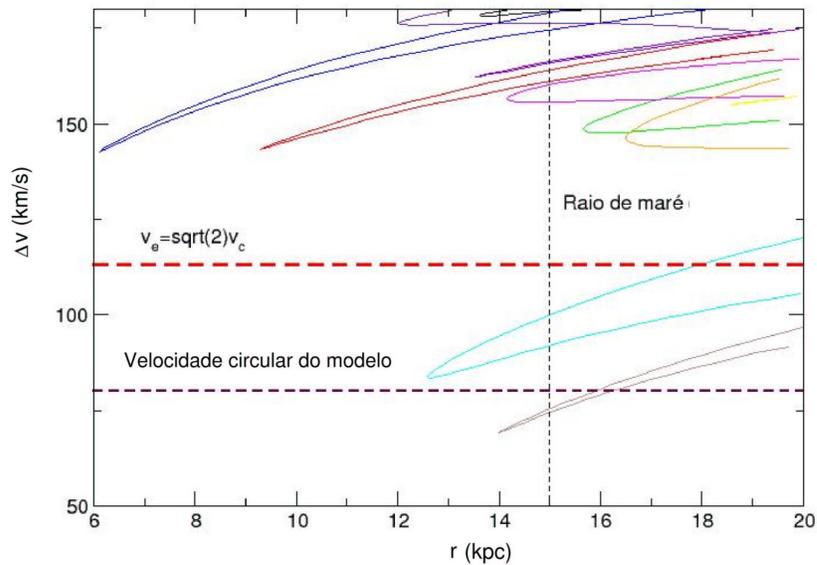


Figura 7.6: Diagrama de captura nos últimos 10 milhões de anos, os aglomerados capturados tem velocidade relativa à LMC menor que a velocidade de escape v_e e estão dentro do raio de maré r_t da LMC.

velocidades dos aglomerados com anisotropia radial representaria melhor a distribuição de velocidades real dos aglomerados do Halo. Um análise estatística dos resultados seria importante para eliminar depências do problema com as condições iniciais. Incluir um mecanismo de perda de massa nos aglomerados, ou simular separadamente os casos capturados com partículas serviria para testar se eles sobrevivem dinamicamente no Halo da Galáxia até o momento da captura.

7.4.1 Modificação da estrutura espacial e cinemática do Halo

Essa simulação também permite estudar a modificação da estrutura espacial e cinemática do Halo em função da interação com a LMC, onde os aglomerados servem como partículas teste do Halo. Na figura 7.7a mostramos a distribuição espacial que resultou do nosso modelo. O perfil de densidade final do Halo concorda razoavelmente bem com o perfil observado que se desvia da esfera isotérmica com dependência $\rho(r) \sim 1/r^{3.5}$. Na figura 7.7b medimos o parâmetro de anisotropia do modelo no final da simulação, vemos que a LMC tende a circularizar as órbitas dos satélites na vizinhança da sua trajetória. Esse fato pode ter implicações importantes nas órbitas das galáxias anãs esferoidais do Halo, sabe-se que elas estão alinhadas em círculos máximos no Halo e por isso sobreviveram ao campo maré da Galáxia LYNDEN-BELL & LYNDEN-BELL (1995).

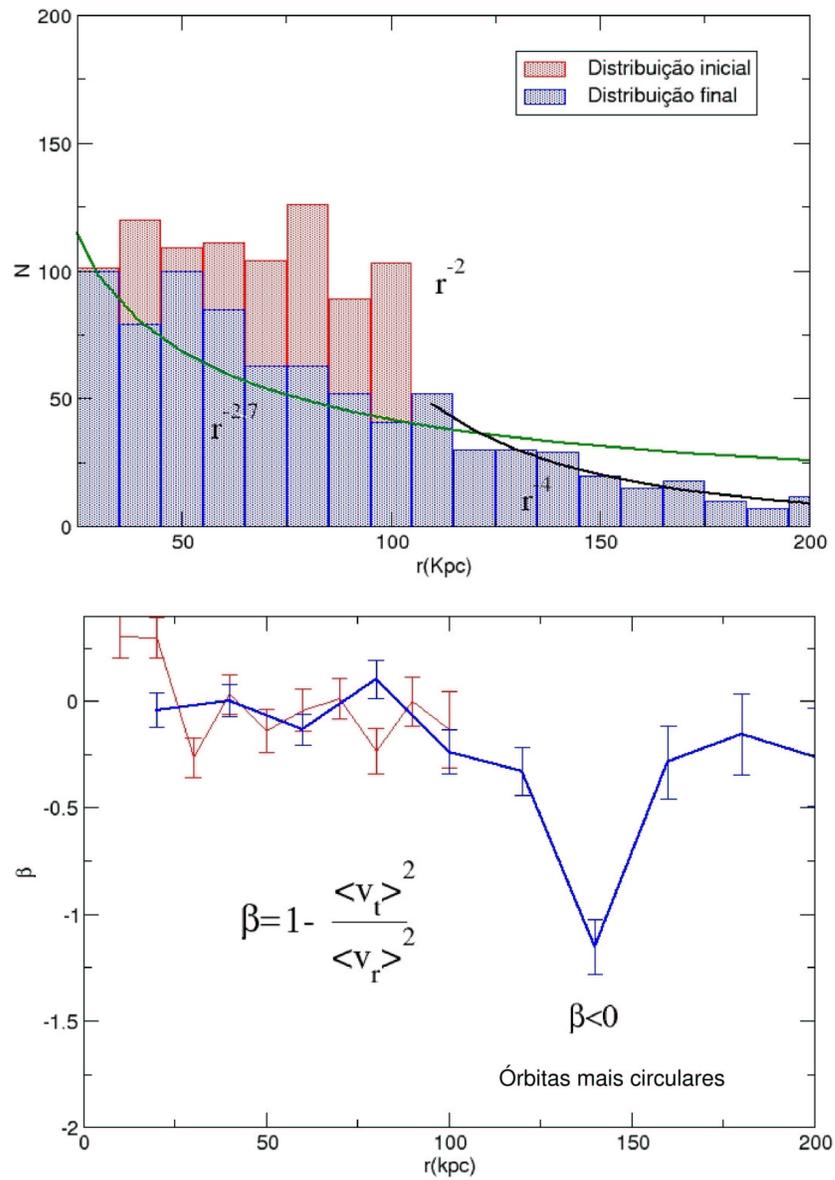


Figura 7.7: (a) Distribuição espacial e cinemática do modelo. (a) Distribuição espacial do modelo com $N = 1000$ e $r_g = 100kpc$ (b) Parâmetro de anisotropia do modelo

Capítulo 8

Conclusão

Nesta dissertação apresentamos os trabalhos desenvolvidos com a finalidade de estudar alguns aspectos da dinâmica de satélites da Via Láctea, por meio de interação gravitacional de N-Corpos.

Apresentamos o projeto CPADA (Computador Para Alto Desempenho em Astronomia) e sua utilização nas simulações que realizamos, bem como os inconvenientes e falhas encontrados ao longo de um ano e meio de operação. Administramos este computador durante toda a sua existência, dando suporte a usuários nacionais, participantes do MEGALIT e principalmente do IF-UFRGS. Sem dúvida aprendemos muito com essa experiência e pretendemos que sirva de auxílio a projetos mais complexos no futuro.

No estudo da captura de aglomerados globulares da Via Láctea pela Grande Nuvem de Magalhães (LMC), demonstramos que sob as condições iniciais do modelo apresentado o número de capturas é menor que 15, o número de aglomerados velhos existentes nessa galáxia. Esse resultado é importante porque indica que o *gap* de idades nos aglomerados da LMC é real e devido à história de formação estelar nessa galáxia. Um resultado interessante dessa simulação é o conhecimento detalhado da evolução das órbitas dos aglomerados temporariamente capturados. Abre-se a possibilidade de estudar se parte dos aglomerados da LMC são capturados ou se alguns dos aglomerados da Via-Láctea foram desprendidos da LMC. Além disso, a modificação da estrutura do halo da Galáxia pela LMC é um tema interessante e tem implicações na dinâmica de satélites mais massivos da Galáxia, como as galáxias anãs. Pretendemos continuar esse estudo acompanhado de um programa observacional para grandes telescópios.

A demonstração de que os aglomerados abertos NGC1907 e NGC1912 não estão gravitacionalmente ligados reflete a riqueza de situações com que nos defrontamos, nas quais a distribuição aparente no plano do céu sugere uma física que não corresponde à realidade. Nesse caso a velocidade espacial foi a informação que revelou, através de simulações

numéricas, a verdadeira natureza desses dois objetos. Esse cenário confirma ainda mais a conexão entre a cinemática e a morfologia dos mapas isofotais de pares de aglomerados estudados anteriormente na Tese de Doutorado de DE OLIVEIRA (2001).

A reprodução das estruturas de maré observadas no aglomerado globular M92, encorajam o uso destas na determinação das órbitas de outros aglomerados globulares e, conseqüentemente o mapeamento do potencial gravitacional do halo da Via-Láctea. As longas caudas de maré, que primeiramente saem na direção do centro galáctico, espalham-se ao longo da órbita do aglomerado, cobrindo-a quase totalmente precedendo e seguindo o aglomerado. Essas estruturas foram previstas através das simulações (COMBES et al., 1999) e hoje já podem ser observadas com grandes telescópios, principalmente em aglomerados de alta latitude galáctico como é o caso de Palomar 5. Além desse aglomerado, em torno de 8 deles estão em posição favorável a observação, o que forneceria informação adicional e independente às medidas de movimento próprio. Modelamos a órbita do aglomerado globular M92 comparando as estruturas de maré com as observações a distâncias de 3 raios de maré do centro do aglomerado. Concluimos que as velocidades espaciais conhecidas e o modelo usado para o halo da Via Láctea permitem reproduzir bastante bem estas estruturas e prever a sua orientação. As estruturas de maré estudadas no M92 estão presentes não só em aglomerados globulares mas também em satélites mais massivos. A dinâmica das estruturas de maré é geral, será a mesma para qualquer satélite massivo sujeito ao campo gravitacional de sua galáxia hospedeira.

A informação cinemática, obtida com precisão na última década, juntamente com os modelos dinâmicos constitui uma ferramenta poderosa para estudar os satélites e o halo da Galáxia. Por outro lado, o crescente aumento da capacidade computacional permite estudar com cada vez mais detalhes os sistemas estelares contribuindo ao esforço da Astrofísica em entender sua origem e evolução.

Apêndice A

NGC 1912 and NGC 1907: A close encounter between open clusters?

M. R. de Oliveira, A. Fausti, E. Bica and H. Dottori

Publicado em: *Astronomy and Astrophysics*, v. **390** p. 103-108 (2002)

Apêndice B

Resolving stellar cluster enigmas through N-body simulations

H. Dottori, A. Fausti, M. R. de Oliveira and R. de Carvalho

Publicado em: *Revista Mexicana de Astronomia e Astrofísica*, v. 14 p. 34 (2002)

Apêndice C

Modelo de Plummer isotrópico e com anisotropia radial

Referências Bibliográficas

AGUILAR, L.; HUT, P.; OSTRIKER, J. P. On the evolution of globular cluster systems. I - Present characteristics and rate of destruction in our Galaxy. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 335, p. 720–747, Dec. 1988.

ALLEN, C.; MARTOS, M. A. A simple, realistic model of the galactic mass distribution for orbit computations. **Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica**, Cidade do México, v. 13, p. 137–147, Dec. 1986.

ARMANDROFF, T. E. The properties of the disk system of globular clusters. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 97, p. 375–389, Feb. 1989.

BAHCALL, J. N.; FLYNN, C.; GOULD, A. Local dark matter from a carefully selected sample. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 389, p. 234–250, Apr. 1992.

BARNES, J.; HUT, P. A hierarchical $\mathcal{O}(N \log N)$ force calculation algorithm. **Nature**, London, v. 324, n. 6068, p. 446–455, May 1986.

BHATIA, R. K. Merger and disruption lifetimes of binary star clusters in the Large Magellanic Cloud. **Astronomical Society of Japan**, Tokyo, v. 42, p. 757–767, Dec. 1990.

BICA, E.; CLARIA, J. J.; PIATTI, A. E.; BONATTO, C. Integrated spectral study of reddened globular clusters and candidates. **Astronomy and Astrophysics Supplement**, Heidelberg, v. 131, p. 483–497, Sept. 1998.

BINNEY, J.; TREMAINE, S. **Galactic dynamics**. 3.ed. Princeton: Princeton University Press, 1987.

BROCATO, E.; CASTELLANI, V.; FERRARO, F. R.; PIERSIMONI, A. M.; TESTA, V. The age of the old Magellanic Cloud clusters - II. NGC 1786, 1841 and 2210 as evidence for an old coeval population of LMC and galactic globular clusters. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 282, p. 614–622, Sept. 1996.

BROSCHÉ, P.; ODENKIRCHEN, M.; GEFFERT, M. Instantaneous and average tidal radii of globular clusters. **New Astronomy**, Amsterdam, v. 4, p. 133–139, Mar. 1999.

- CHERNOFF, D. F.; WEINBERG, M. D. Evolution of globular clusters in the Galaxy. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 351, p. 121–156, Mar. 1990.
- COMBES, F.; LEON, S.; MEYLAN, G. N-body simulations of globular cluster tides. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 352, p. 149–162, Dec. 1999.
- CUDWORTH, K. M.; HANSON, R. B. Space velocities of 14 globular clusters. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 105, p. 168–172, Jan. 1993.
- DA COSTA, G. S. The Star Cluster Systems of the Magellanic Clouds. In: EXTRA-GALACTIC STAR CLUSTERS, IAU SYMPOSIUM 207, Pucon, 2002, p. 83–94.
- DE OLIVEIRA, M. R.; FAUSTI, A.; BICA, E.; DOTTORI, H. NGC 1912 and NGC 1907: A close encounter between open clusters? **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 390, p. 103–108, Jul. 2002.
- DE OLIVEIRA, M.R. **Tese de Doutorado: Interações entre aglomerados estelares nas Nuvens de Magalhães e na Via-Láctea**. Porto Alegre, 2001. Tese de Doutorado – Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul.
- DEHNEN, W.; BINNEY, J. Mass models of the Milky Way. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 294, p. 429–438, Mar. 1998.
- DINESCU, D. I.; GIRARD, T. M.; VAN ALTENA, W. F. Space Velocities of Globular Clusters. III. Cluster Orbits and Halo Substructure. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 117, p. 1792–1815, Apr. 1999.
- DOTTORI, H.; BICA, E.; CLARIA, J. J.; PUERARI, I. Spatial Distributions of Young Large Magellanic Cloud Clusters as Tracers of a Bar Perturbation. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 461, p. 742–749, Apr. 1996.
- DUBINSKI, J.; MIHOS, J. C.; HERNQUIST, L. Using Tidal Tails to Probe Dark Matter Halos. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 462, p. 576–593, May 1996.
- DUTRA, C. M.; BICA, E.; CLARIA, J. J.; Piatti, A. E. Spectroscopic analysis of the candidate globular clusters NGC 1928 and 1939 in the Large Magellanic Cloud. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 305, p. 373–379, Apr. 1999.
- FREUDENREICH, H. T. A COBE Model of the Galactic Bar and Disk. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 492, p. 495–510, Jan. 1998.
- FUJIMOTO, M.; KUMAI, Y. Star Clusters Driven to Form by Strong Collisions Between Gas Clouds in High-Velocity Random Motion. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 113, p. 249–263, Jan. 1997.

- GEFFERT, M. HIPPARCOS based astrometric analysis of M 3 and M 92 fields: optical identification of X-ray and radio sources, space motions of globular clusters M 3 and M 92 and a galactic orbit of the sdB star PG 1716+426. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 340, p. 305–308, Dec. 1998.
- GEISLER, D.; BICA, E.; DOTTORI, H.; CLARIA, J. J.; PIATTI, A. E.; SANTOS, J. F. C. A Search for Old Star Clusters in the Large Magellanic Cloud. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 114, p. 1920–1932, Nov. 1997.
- GLUSHKOVA, E. V.; RASTORGUEV, A. S. Radial Velocities of Stars in Open Clusters. **Soviet Astronomy Letters**, Knudesen, v. 17, p. 13–19, Jan. 1991.
- GNEDIN, O. Y.; OSTRIKER, J. P. Destruction of the Galactic Globular Cluster System. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 474, p. 223–255, Jan. 1997.
- GRILLMAIR, C. J.; FREEMAN, K. C.; IRWIN, M.; QUINN, P. J. Globular Clusters with Tidal Tails: Deep Two-Color Star Counts. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 109, p. 2553–2585, Jun. 1995.
- HARRIS, W. E. A Catalog of Parameters for Globular Clusters in the Milky Way. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 112, p. 1487–1488, Oct. 1996.
- HERNQUIST, L. An analytical model for spherical galaxies and bulges. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 356, p. 359–364, Jun. 1990.
- HILL, V.; FRANÇOIS, P.; SPITE, M.; PRIMAS, F.; SPITE, F. Age-metallicity relation and chemical evolution of the LMC from UVES spectra of Globular Cluster giants. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 364, p. L19–L25, Dec. 2000.
- HOLTZMAN, J.; MOULD, J. R.; GALLAGHER, J. S. The Star Formation History and IMF in the LMC and SMC from Deep HST Imaging. In: IAU SYMPOSIUM 190: NEW VIEWS OF THE MAGELLANIC CLOUDS, Victoria, 1999, p. 351–353.
- JOHNSON, D. R. H.; SODERBLOM, D. R. Calculating galactic space velocities and their uncertainties, with an application to the Ursa Major group. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 93, p. 864–867, Apr. 1987.
- JOHNSON, J. A.; BOLTE, M.; STETSON, P. B.; HESSER, J. E.; SOMERVILLE, R. S. Hubble Space Telescope Observations of the Oldest Star Clusters in the Large Magellanic Cloud. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 527, p. 199–218, Dec. 1999.
- KING, I. The structure of star clusters. I. an empirical density law. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 67, p. 471–485, Oct. 1962.

- KING, I. R. The structure of star clusters. III. Some simple dynamical models. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 71, p. 64–75, Feb. 1966.
- LARSEN, S. S.; RICHTLER, T. Young massive star clusters in nearby spiral galaxies. III. Correlations between cluster populations and host galaxy properties. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 354, p. 836–846, Feb. 2000.
- LIN, D. N. C.; RICHER, H. B. Young globular clusters in the Milky Way Galaxy. **Astrophysical Journal, Part 2 - Letters**, Chicago, v. 388, p. L57–L60, Apr. 1992.
- LYNDEN-BELL, D. Stellar dynamics: Exact solution of the self-gravitation equation. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 123, p. 447–458, Jan. 1962.
- LYNDEN-BELL, D.; LYNDEN-BELL, R. M. Ghostly streams from the formation of the Galaxy's halo. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 275, p. 429–442, Jul. 1995.
- MAKINO, J. An efficient parallel algorithm for $O(N^2)$ direct summation method and its variations on distributed-memory parallel machines. **New Astronomy**, Amsterdam, v. 7, p. 373–384, Oct. 2002.
- MANDUSHEV, G.; STANEVA, A.; SPASOVA, N. Dynamical masses for Galactic globular clusters. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 252, p. 94–99, Dec. 1991.
- MERRITT, D. Spherical stellar systems with spheroidal velocity distributions. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 90, p. 1027–1037, Jun. 1985.
- ODENKIRCHEN, M.; BROSCHE, P.; GEFFERT, M.; TUCHOLKE, H.-J. Globular cluster orbits based on HIPPARCOS proper motions. **New Astronomy**, Amsterdam, v. 2, p. 477–499, Nov. 1997.
- ODENKIRCHEN, M.; GREBEL, E. K.; DEHNEN, W.; RIX, H.; CUDWORTH, K. M. Kinematic Study of the Disrupting Globular Cluster Palomar 5 Using VLT Spectra. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 124, p. 1497–1510, Sept. 2002.
- OH, K. S.; LIN, D. N. C. Tidal evolution of globular clusters. II - The effects of Galactic tidal field and diffusion. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 386, p. 519–538, Feb. 1992.
- OLSEN, K. A. G. Star Formation Histories from Hubble Space Telescope Color-Magnitude Diagrams of Six Fields of the Large Magellanic Cloud. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 117, p. 2244–2267, May 1999.

- OLSEN, K. A. G.; HODGE, P. W.; MATEO, M.; OLSZEWSKI, E. W.; SCHOMMER, R. A.; SUNTZEFF, N. B.; WALKER, A. R. HSTcolour-magnitude diagrams of six old globular clusters in the LMC. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 300, p. 665–685, Nov. 1998.
- PERRYMAN, M. A. C.; BROWN, A. G. A.; LEBRETON, Y.; GOMEZ, A.; TURON, C.; DE STROBEL, G. C.; MERMILLIOD, J. C.; ROBICHON, N.; KOVALEVSKY, J.; CRIFO, F. The Hyades: distance, structure, dynamics, and age. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 331, p. 81–120, Mar. 1998.
- PIATTI, A. E.; SANTOS, J. F. C.; CLARIÁ, J. J.; BICA, E.; SARAJEDINI, A.; GEISLER, D. Ages and metallicities of five intermediate-age star clusters projected towards the Small Magellanic Cloud. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 325, p. 792–802, Aug. 2001.
- PLUMMER, H. C. On the problem of distribution in globular star clusters. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 71, p. 460–470, Mar. 1911.
- RATNATUNGA, K. U.; BAHCALL, J. N.; CASERTANO, S. Kinematic modeling of the Galaxy. I - The Yale Bright Star Catalogue. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 339, p. 106–125, Apr. 1989.
- RICH, R. M.; SHARA, M. M.; ZUREK, D. New Photometry for the Intermediate-Age Large Magellanic Cloud Globular Cluster NGC 2121 and the Nature of the LMC Age Gap. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 122, p. 842–848, Aug. 2001.
- RODGERS, A. W.; PALTOGLOU, G. Kinematics of galactic globular clusters. **Astrophysical Journal, Part 2 - Letters**, Chicago, v. 283, p. L5–L7, Aug. 1984.
- SARAJEDINI, A. Three Populous Clusters Discovered in the Large Magellanic Cloud Age Gap. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 116, p. 738–747, Aug. 1998.
- SCHOLZ, R. D.; ODENKIRCHEN, M.; IRWIN, M. J. Absolute Proper Motion and Galactic Orbit of M92. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, Oxford, v. 266, p. 925–932, Feb. 1994.
- SEARLE, L.; ZINN, R. Compositions of halo clusters and the formation of the galactic halo. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 225, p. 357–379, Oct. 1978.
- SPITZER, L. **Dynamical evolution of globular clusters**. 3.ed. Princeton: Princeton University Press, 1987.

- SPRINGEL, V.; YOSHIDA, N.; WHITE, S. D. M. GADGET: a code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations. **New Astronomy**, Amsterdam, v. 6, p. 79–117, Apr. 2001.
- SUBRAMANIAM, A.; SAGAR, R. Young LMC star clusters as a test for stellar evolutionary models. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 297, p. 695–706, May 1995.
- SUBRAMANIAM, A.; SAGAR, R. Multicolor CCD Photometry and Stellar Evolutionary Analysis of NGC 1907, NGC 1912, NGC 2383, NGC 2384, and NGC 6709 Using Synthetic Color-Magnitude Diagrams. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 117, p. 937–961, Feb. 1999.
- SUNTZEFF, N. B.; SCHOMMER, R. A.; OLSZEWSKI, E. W.; WALKER, A. R. Spectroscopy of giants in LMC clusters. III - Velocities and abundances for NGC 1841 and Reticulum and the properties of the metal-poor clusters. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 104, p. 1743–1764, Nov. 1992.
- TESTA, V.; ZAGGIA, S. R.; ANDREON, S.; LONGO, G.; SCARAMELLA, R.; DJORGOVSKI, S. G.; de CARVALHO, R. Use of DPOSS data to study globular cluster halos: an application to M92. **Astronomy and Astrophysics**, Heidelberg, v. 356, p. 127–133, Apr. 2000.
- TSALLIS, C. Nonextensive Statistical Mechanics and Thermodynamics: Historical Background and Present Status. In: **NONEXTENSIVE STATISTICAL MECHANICS AND ITS APPLICATION**, New York, 2001, p. 3–540.
- VAN DER MAREL, R. P.; ALVES, D. R.; HARDY, E.; SUNTZEFF, N. B. New Understanding of Large Magellanic Cloud Structure, Dynamics, and Orbit from Carbon Star Kinematics. **The Astronomical Journal**, Chicago, v. 124, p. 2639–2663, Nov. 2002.
- VON HOERNER, S. Internal structure of globular clusters. **The Astrophysical Journal**, Chicago, v. 125, p. 451–469, Mar. 1957.
- WALKER, A. R.; SCHOMMER, R. A.; SUNTZEFF, N. B.; HODGE, P. W.; MATEO, M.; OLSZEWSKI, E. W. A Photometric Survey of the LMC Field near NGC 2257. In: **IAU SYMPOSIUM 190: NEW VIEWS OF THE MAGELLANIC CLOUDS**, Victoria, 1999, p. 341–342.
- ZINN, R. The Galactic Halo Cluster Systems: Evidence for Accretion. In: **ASTRONOMICAL SOCIETY OF THE PACIFIC CONFERENCE SERIES: THE GLOBULAR CLUSTER-GALAXY CONNECTION**, California, 1993, p. 38–47.