

UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS

Instituto de Ciências Exatas

Programa de Pós-graduação em Física

Bernardo Pereira Lima Ferreira

**ESTRUTURA E EVOLUÇÃO
DA PERIFERIA DA GRANDE NUVEM DE MAGALHÃES
ATRAVÉS DE SEUS AGLOMERADOS ESTELARES
OBSERVADOS PELO LEVANTAMENTO VISCACHA**

Belo Horizonte

2025

Bernardo Pereira Lima Ferreira

**ESTRUTURA E EVOLUÇÃO DA PERIFERIA DA
GRANDE NUVEM DE MAGALHÃES ATRAVÉS DE
SEUS AGLOMERADOS ESTELARES OBSERVADOS
PELO LEVANTAMENTO VISCACHA**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Ciências Exatas da Universidade Federal de Minas Gerais como requisito parcial para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Orientador: João Francisco Coelho dos Santos Júnior

Coorientador: Bruno Moreira de Souza Dias

Belo Horizonte

2025

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

F383e Ferreira, Bernardo Pereira Lima.
Estrutura e evolução da periferia da Grande Nuvem de Magalhães através de
seus aglomerados estelares observados pelo levantamento VISCACHA /
Bernardo Pereira Lima Ferreira. – 2025.
224 f. : il.

Orientador: João Francisco Coelho dos Santos Junior.
Coorientador: Bruno Moreira de Souza Dias.
Tese (doutorado) – Universidade Federal de Minas Gerais,
Departamento de Física.
Bibliografia: f. 149-166.

1. Galáxias. 2. Aglomerados. I. Título. II. Santos Junior, João Francisco
Coelho dos. III. Dias, Bruno Moreira de Souza. IV. Universidade Federal de
Minas Gerais, Departamento de Física.

CDU – 524.8 (043)



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS
INSTITUTO DE CIÊNCIAS EXATAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

FOLHA DE APROVAÇÃO

A presente tese, intitulada "**ESTRUTURA E EVOLUÇÃO DA PERIFERIA DA GRANDE NUVEM DE MAGALHÃES ATRAVÉS DE SEUS AGLOMERADOS ESTELARES OBSERVADOS PELO LEVANTAMENTO VISCACHA**", de autoria de **BERNARDO PEREIRA LIMA FERREIRA** submetida à Comissão Examinadora, abaixo-assinada, foi aprovada para obtenção do grau de **DOUTOR EM CIÊNCIAS, área de concentração Astrofísica**, em 30 de maio de 2025.

Belo Horizonte, 30 de maio de 2025.

Prof. João Francisco Coelho dos Santos Júnior
Orientador do estudante
Departamento de Física /UFMG

Prof. Bruno Moreira de Souza Dias
Universidad Andres Bello/Santiago

Profa. Silvia Helena Paixão Alencar
Departamento de Física /UFMG

Profa. Beatriz Leonor Silveira Barbuy
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas/USP

Prof. Charles José Bonatto
Instituto de Física/UFRGS

Prof. Hélio Jaques Rocha Pinto
Observatório do Valongo/UFRJ



Documento assinado eletronicamente por **Beatriz Leonor Silveira Barbuy, Usuário Externo**, em 30/05/2025, às 12:32, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Bruno Moreira de Souza Dias, Usuário Externo**, em 30/05/2025, às 13:33, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Silvia Helena Paixão Alencar, Professora do Magistério Superior**, em 30/05/2025, às 15:14, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).

Documento assinado eletronicamente por **João Francisco Coelho dos Santos Junior**,



Professor do Magistério Superior, em 30/05/2025, às 15:38, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Helio Jaques Rocha Pinto, Usuário Externo**, em 30/05/2025, às 17:19, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Charles José Bonato, Usuário Externo**, em 02/06/2025, às 11:04, conforme horário oficial de Brasília, com fundamento no art. 5º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site https://sei.ufmg.br/sei/controlador_externo.php?acao=documento_conferir&id_orgao_acesso_externo=0, informando o código verificador 4255253 e o código CRC 77321A8E.

*Dedico este trabalho à minha tia, Rosário, e ao meu avô, José.
Vocês vivem em tudo o que eu faço.*

Agradecimentos

O presente trabalho não é fruto apenas do meu esforço, mas também da contribuição, direta ou indireta, de diversas pessoas. Agradeço algumas delas a seguir.

Ao prof. João Francisco pelo papel singular, como professor e orientador, na minha formação enquanto astrofísico e cientista. Ao prof. Bruno Dias, coorientador deste trabalho, por todo o suporte e por ter me recebido durante meu estágio Sanduíche. A ambos agradeço pelo apoio e confiança, além de todas as oportunidades ao longo do meu doutorado.

Aos demais membros do levantamento VISCACHA que, muito antes de eu ingressar no projeto, têm tocado esta iniciativa tão bonita. Em especial, às várias pessoas que realizaram as observações usadas neste trabalho e ao prof. Francisco Maia por fornecer dados de ótima qualidade, além do suporte em vários momentos. Também ao João Francisco Gardin, pela parceria durante o doutorado, em especial nas noites de observação.

À minha família, por todo amor e pelo apoio incondicional à minha educação. Principalmente, ao meu pai, Leonardo, minha avó, Thereza e minha mãe, Raquel, quem me ensinou a estudar. À minha esposa, Natália, pelo companheirismo, com o qual sempre pude contar. À Frida, que, felinamente, me acompanha desde o bacharelado.

Aos meus amigos de dentro e fora da universidade, por estarem comigo durante todos estes anos.

Aos professores e funcionários do Departamento de Física da UFMG, que tornaram este doutorado possível. Aos meus alunos durante o Estágio Docente, pela confiança e paciência. Também aos professores, funcionários e estudantes do Doutorado em Astrofísica da *Universidad Andres Bello*, pela ótima estadia.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), pelo apoio financeiro durante todo o doutorado e à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pelo suporte durante meu estágio Sanduíche.

Este trabalho é baseado em observações obtidas no telescópio SOAR (*Southern Astrophysical Research*), que é um projeto conjunto do Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação da República Federativa do Brasil, do *U.S. National Optical Astronomy Observatory* (NOAO), da *University of North Carolina at Chapel Hill* (UNC) e da *Michigan State University* (MSU).

“As estrelas estão vivas, menina. Sabia disso? Tudo lá em cima é vivo e existem grandes propósitos lá fora! O universo está cheio de intenções, entende?” (Philip Pullman, A Bússola de Ouro)

Resumo

A Grande Nuvem de Magalhães (GNM) é a maior galáxia satélite da Via Láctea e, junto da Pequena Nuvem de Magalhães, forma o sistema mais próximo de galáxias binárias interagentes. Modelos da evolução das Nuvens preveem que elas tiveram dois encontros próximos recentes: um entre 1 ~ 2 Ga atrás e outro há $\lesssim 250$ Ma. É esperado que tais eventos deixem assinaturas na sua estrutura e histórico de formação estelar. Na presente tese, apresentamos um estudo das propriedades estruturais e evolutivas da periferia da GNM através da análise de 86 aglomerados de estrelas observados pelo levantamento VISCACHA. Fornecemos a primeira determinação da idade, metalicidade e distância para 55, 56 e 65 deles, respectivamente. A caracterização dos objetos foi feita usando o código SIESTA desenvolvido como parte deste trabalho para realizar a comparação estatística entre as cores e magnitudes das estrelas membro dos aglomerados e populações sintéticas geradas sobre uma grade de isócronas. Entre os objetos estudados, descobrimos que o aglomerado SL 2 é um membro da lacuna de idades da GNM, intervalo entre 4 ~ 10 Ga onde, anteriormente, apenas cinco aglomerados foram descobertos. A lacuna corresponde a um período quiescente na formação estelar da galáxia, interrompido pelas interações entre as Nuvens. O SL 2 foi o primeiro aglomerado da lacuna descoberto na região sul da GNM e sua massa é consideravelmente menor que a de outros objetos, ligeiramente mais velhos ou jovens que este intervalo de tempo. A distribuição espacial dos aglomerados revela uma estrutura complexa para a periferia da GNM, que se aproxima do seu plano galáctico em certas regiões e se afasta em outras. Em particular, vemos que os aglomerados da região sudoeste acompanham a tendência de empenamento observado entre as estrelas de campo. Já a sua relação idade-metalicidade é aproximadamente homogênea em toda periferia da galáxia e compatível com a observada em regiões mais centrais. Uma exceção significativa é uma queda súbita de $\sim 0,4$ dex na metalicidade da região norte há 1 Gano o que pode ser resultado da acreção de material mais pobre em metais da Pequena Nuvem durante um dos encontros entre as galáxias. Em termos do histórico de formação estelar, a região norte apresenta a maior dispersão de idades, já no restante da periferia da galáxia, as idades dos aglomerados se concentram entre 1 ~ 2 Ga. Há, ainda, uma tendência da dispersão nas idades diminuir enquanto seu valor médio aumenta na direção leste-sul-oeste. Ademais, os aglomerados mais jovens nesta região tendem a se concentrar mais afastados do plano galáctico. Tal comportamento é indicativo de que as interações entre as Nuvens, em particular nos últimos ~ 2 Ga, distorceram a estrutura da periferia da GNM e promoveram a formação estelar em regiões mais distantes do plano da galáxia.

Palavras-chave: Grande Nuvem de Magalhães, Aglomerados de Estrelas, Diagrama cor-magnitude

Abstract

The Large Magellanic Cloud (LMC) is the largest satellite galaxy of the Milky Way and, together with the Small Magellanic Cloud, forms the closest interacting binary galaxy system. Models of the Clouds' evolution predict that they experienced two recent close encounters: one approximately 1-2 Gyr ago and another within the last ~ 250 Myr. Such events are expected to leave detectable signatures in their structure and star formation history. In this thesis, we present a study on the structural and evolutionary properties of the outskirts of the LMC through the analysis of 86 star clusters observed in the VISCACHA Survey. We provide the first determinations of age, metallicity, and distance for 55, 56, and 65 of them, respectively. Their characterization was performed using the SIESTA code, developed as part of the present work, to carry out a statistical comparison between the colors and magnitudes of member stars and synthetic populations generated over an isochrone grid. Among the objects studied, we discovered that the cluster SL 2 belongs to the age gap of the LMC, a period between $4 \sim 10$ Gyr during which only five clusters had been previously discovered. The gap corresponds to a quiescent period in the galaxy's star formation history, which was interrupted by interactions between the Clouds. SL 2 was the first age-gap cluster discovered in the southern region of the LMC, and its mass is significantly smaller than that of other objects that are marginally younger or older than the gap period. The spatial distribution of the clusters reveals a complex structure in the outskirts of the LMC, with some regions approaching the galactic plane while others move away from it. In particular, we observe that the southwestern clusters follow the warp observed in field stars. As for the age-metallicity relation, it remains approximately homogeneous throughout the galaxy's outskirts while also being consistent with observations from more central regions. A significant exception is a metallicity dip of ~ 0.4 dex observed in the northern region ~ 1 Gyr ago, which could be the result of the accretion of metal-poor material from the Small Magellanic Cloud during one of the encounters between the galaxies. In terms of star formation history, the northern region shows a larger age dispersion, while in the rest of the LMC's outskirts, the cluster ages are concentrated between $1 \sim 2$ Gyr. Moreover, there is a tendency for age dispersion to decrease while its mean value increases in the east-southwest direction. Additionally, younger clusters in this region tend to be located farther from the galactic plane. Such behavior indicates that interactions between the Clouds, particularly in the last ~ 2 Gyr, have distorted the outskirts of the LMC and promoted star formation in regions farther from its plane.

Keywords: Large Magellanic Cloud, Star clusters, Color-magnitude diagram.

Lista de abreviaturas e siglas

AV	Agrupamento Vermelho
BC	Braço Condutor
CMMC	Cadeias de Markov de Monte Carlo
CM	Corrente de Magalhães
DCM	Diagrama cor-magnitude
FMI	Função de massa inicial
Gaia eDR3	Gaia <i>early Data Release 3</i> . Tradução livre: liberação antecipada de dados 3 da colaboração Gaia
GNM	Grande Nuvem de Magalhães
HST	<i>Hubble Space Telescope</i> . Tradução livre: telescópio espacial Hubble
NM	Nuvens de Magalhães
PM	Ponte de Magalhães
PNM	Pequena Nuvem de Magalhães
PSSP	Ponto de Saída da Sequência Principal
PSSPe	Ponto de Saída da Sequência Principal estendido
RIM	Relação idade-metalicidade
SAM	<i>SOAR Adaptive optics Module</i> . Tradução livre: módulo de óptica adaptativa do SOAR
SIESTA	<i>Statistical matchIng between rEal and Synthetic sTellar populAtions</i> . Tradução livre: correspondência estatística entre populações estelares reais e sintéticas (código para ajuste estatístico de isócronas desenvolvido neste trabalho)
SM	Sistema de Magalhães
SOAR	<i>SOuthern Astrophysical Research telescope</i> . Tradução livre: telescópio de pesquisa astrofísica do sul

VISCACHA *Visible Soar photometry of star Clusters in tApii and Coxi HuguA.*

Tradução livre: fotometria no visível no SOAR de aglomerados de estrelas em Tapi'i e Coxi Huguá (levantamento observacional de aglomerados estelares na periferia das Nuvens de Magalhães)

VL Via Láctea

Sumário

1	INTRODUÇÃO	16
1.1	As Nuvens de Magalhães	16
1.1.1	Propriedades gerais	18
1.1.2	Sistema de Magalhães	19
1.1.3	Cenários de Formação e Evolução	20
1.2	Levantamento VISCACHA e Aglomerados de Estrelas	25
1.2.1	Diagramas cor-magnitude de aglomerados de estrelas	26
1.2.2	Características do levantamento VISCACHA	30
1.3	Oportunidades de estudo na Grande Nuvem de Magalhães	33
1.3.1	Empenamento do disco da galáxia	33
1.3.2	Relação idade metalicidade e lacuna de idade	37
1.4	Objetivos	41
2	DIAGRAMAS COR-MAGNITUDE DOS AGLOMERADOS DA GRANDE NUVEM DE MAGALHÃES	43
2.1	Observações	43
2.2	Tratamento das imagens e fotometria	45
2.3	Descontaminação	47
3	AJUSTE DE ISÓCRONAS E O CÓDIGO SIESTA	52
3.1	Princípios básicos	53
3.1.1	Diagramas cor-magnitude sintéticos	53
3.1.2	Comparação entre modelos e observações em Diagramas de Hess	60
3.1.3	Explorando o espaço de parâmetros com cadeias de Markov de Monte Carlo	65
3.2	Utilização do código SIESTA	69
3.3	Exemplo de aplicação do código SIESTA	72
3.4	Funções adicionais do código SIESTA	76
3.4.1	Pesos estatísticos	76
3.4.2	Isócronas com rotação	77
3.4.3	Exemplo de aplicação das funções adicionais	79
4	DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL E RELAÇÃO IDADE-METALICIDADE DOS AGLOMERADOS ANALISADOS	82
4.1	Caracterização dos aglomerados	82
4.2	Relação da fração de binárias e do excesso de cor com os <i>priors</i> aplicados	86

4.3	Comparação com a literatura científica	87
4.3.1	Trabalhos que empregam ajustes de isócronas	88
4.3.2	Outras determinações de idade e distância	91
4.3.3	Metalicidades por métodos espectroscópicos e empíricos	94
4.4	Estrutura da periferia da Grande Nuvem de Magalhães a partir de seus aglomerados	95
4.4.1	Definição do sistema de coordenadas	96
4.4.2	Distribuição espacial dos aglomerados	99
4.4.3	Comparação com a estrutura obtida a partir de estrelas do Agrupamento Vermelho	104
4.4.4	Comparação com a estrutura obtida a partir de aglomerados estelares . . .	108
4.4.5	Relação entre a estrutura observada e encontros próximos entre as Nuvens .	110
4.5	Idade e metalicidade dos aglomerados estudados	113
4.5.1	Relação idade-metalicidade	113
4.5.2	Comparação com a literatura	115
4.5.3	Variação dos parâmetros com a posição na galáxia	116
4.5.4	Relação entre os resultados e a evolução da Grande Nuvem de Magalhães .	127
5	DESCOBERTA DO AGLOMERADO SL 2 COMO MEMBRO DA LACUNA DE IDADES	131
5.1	Caracterização do aglomerado	131
5.1.1	Parâmetros estruturais e descontaminação	131
5.1.2	Ajuste com diagramas cor-magnitude sintéticos	132
5.1.3	Magnitude integrada e massa	135
5.2	Relação dos resultados com a Nuvens de Magalhães e com outros aglomerados da lacuna de idades	137
5.2.1	Posição na galáxia	138
5.2.2	Relação idade-metalicidade	139
5.2.3	Relação idade-massa	140
5.3	Discussão sobre a origem dos aglomerados da lacuna de idades . . .	142
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	145
	Referências	149
	APÊNDICES	167
	APÊNDICE A – TABELAS E FIGURAS	168
	APÊNDICE B – DESENVOLVIMENTOS MATEMÁTICOS	191

B.1	Uso da função de massa inicial de Kroupa (2001) como função de densidade de probabilidades	191
B.1.1	Normalização da função de massa inicial	191
B.1.2	Mapeando uma distribuição uniforme em função de densidade de probabilidades qualquer	193
B.1.3	Mapeando uma distribuição uniforme à função de massa inicial	194
B.1.4	Sumário	195
B.2	A função de verossimilhança de Tremmel et al. (2013)	195
B.3	Transformações de coordenadas	197
B.3.1	Definição de um sistema cartesiano simples	198
B.3.2	Translação do sistema para o centro da Grande Nuvem de Magalhães . . .	198
B.3.3	Rotação do sistema de acordo com a esfera celeste	200
B.3.4	Rotação do sistema de acordo com o plano da Grande Nuvem de Magalhães	202
	APÊNDICE C – VALIDAÇÃO DO CÓDIGO SIESTA	204
C.1	Aglomerados de referência	204
C.2	Parâmetros preliminares	205
C.3	Testes com dados sintéticos	209
C.4	Testes com observações	212
C.4.1	NGC 152, L 113 e L 91	213
C.4.2	L 114	214
C.4.3	NGC 121	215
C.4.4	Conclusões	216
C.5	Testes adicionais	220
C.5.1	Impacto do truncamento do erro adicionado às magnitudes das estrelas artificiais	221
C.5.2	Teste de diferentes receitas para a remoção de estrelas artificiais	221
C.5.3	Influência da escolha de modelos de evolução estelar nos ajustes	223

1 Introdução

As Nuvens de Magalhães (NMs) são as duas maiores galáxias satélites da Via Láctea (VL), compostas pela Grande Nuvem de Magalhães (GNM) e pela Pequena Nuvem de Magalhães (PNM). As Nuvens são objetos de grande interesse astrofísico. Por um lado, a proximidade das galáxias com a VL e sua posição na esfera celeste, afastada do disco Galáctico, permite a realização de observações detalhadas de suas estruturas, incluindo resolver espacialmente suas populações estelares, algo raro em objetos extragalácticos. Por outro, as NMs são o exemplo mais próximo de um par de galáxias interagentes, fazendo delas um importante laboratório para o estudo deste tipo de objeto, e seu histórico de interação gravitacional envolve também a nossa Galáxia.

A combinação de condições observacionais favoráveis e abundância de casos científicos para serem investigados motivou a realização de diversos levantamentos observacionais na região das Nuvens nos últimos 30 anos. O presente trabalho tem como objetivo utilizar aglomerados de estrelas observados na periferia da GNM pelo levantamento VISCACHA para investigar duas propriedades essenciais dessa região: sua relação idade-metalicidade (RIM) e sua distribuição espacial. Neste primeiro capítulo, motivaremos em mais detalhes o estudo das Nuvens, em particular da GNM, apresentaremos o levantamento VISCACHA e descreveremos as propriedades físicas e observacionais de aglomerados de estrelas que permitem empregá-los como ferramentas de investigação da estrutura e evolução da GNM. Por fim, delinearemos os objetivos científicos gerais e específicos desta tese.

1.1 As Nuvens de Magalhães

As NMs são conhecidas há milhares de anos pelos habitantes do hemisfério sul, sendo visíveis a olho nu no céu noturno, se as condições de visibilidade forem favoráveis. A Figura 1 mostra uma fotografia panorâmica do céu, que permite visualizar as galáxias.

Para os povos guaranis, originários da América do Sul, as Nuvens eram consideradas constelações: a GNM era referida como Tapi'i Huguá (que traduz-se para Bebedouro da Anta), enquanto a PNM era chamada Coxi Huguá (Bebedouro do Porco-do-Mato). Habitantes das ilhas do sul do Pacífico as chamavam de Nuvens de Névoa Superior e Inferior. Já para os aborígenes australianos, as Nuvens eram figuras mitológicas, capazes de visitar a Terra (Afonso, 2006).

Registros das Nuvens pelos povos europeus aparecem ainda na Idade Média, devido à era das navegações: as NMs eram objetos importantes para se localizar o polo sul e eram chamadas de Nuvens do Cabo, em referência ao Cabo da Boa Esperança, no extremo



Figura 1 – Fotografia panorâmica do céu acima do Observatório *Las Campanas*, no Chile. A GNM aparece próxima ao centro da imagem, enquanto a PNM está acima dela. Crédito da imagem: Ryan Tenor, NOIRLab.

sul da África (Westerlund, 1997). Outra designação importante era a de *Nubecula Major* e *Nubecula Minor* para a GNM e a PNM, respectivamente, como apareciam no atlas *Uranometria*, de 1603, feito por Johann Bayer¹

Somente a partir do final do século XIX os nomes Grande e Pequena Nuvem de Magalhães começaram a se difundir na literatura científica (Dennefeld, 2020). A denominação refere-se ao navegador português Fernão de Magalhães. Em sua expedição de 1519 até 1522 (a primeira circum-navegação do globo registrada na história), as Nuvens aparecem descritas por seu escrivão, Antônio Pigafetta:

“O Polo Antártico não é tão estrelado quanto o Ártico. Veem-se nele muitas pequenas estrelas aglomeradas que se parecem com duas nebulosas ligeiramente separadas uma da outra e com uma delas um pouco obscurecida (...).” (Tradução livre de Pigafetta, 1524)

A nomenclatura mais adequada para as Nuvens ainda é assunto de debate dentro da comunidade astronômica. de los Reyes (2023), por exemplo, propõe que uma nova designação seja empregada para as galáxias, sob os argumentos de que Fernão de Magalhães

¹ O atlas encontra-se em domínio público, disponível em <https://www.e-rara.ch/zut/doi/10.3931/e-rara-309> (último acesso em 3 de junho de 2025).

e Antônio Pigafetta não eram astrônomos, não propuseram a designação atual e tampouco foram os primeiros a documentarem a existência das galáxias. Além disso, sua expedição contou com diversos episódios de violência contra os povos nativos da América do Sul e da Ásia (Bergreen, 2003; Pigafetta, 1524) e foi peça importante do processo de colonização da costa do Chile, marcada por campanhas genocidas contra os povos Mapuche.

A natureza física das Nuvens enquanto galáxias distintas da VL começou a ser estabelecida em meados do século XIX. Herschel (1847), em suas observações feitas na Cidade do Cabo, forneceu coordenadas e descrições de 244 objetos na PNM e 919 objetos na GNM². Abbe (1867), analisando estes resultados, postulou que:

“O universo visível é composto de sistemas, dos quais a Via Láctea, as duas Nubeculae [as NMs] e as Nebulae [outras nebulosas contidas no catálogo] são indivíduos, elas próprias compostas de estrelas (seja isoladas, múltiplas ou em aglomerados) e corpos gasosos de formas regulares e irregulares.” (Tradução livre de Abbe, 1867)

Tal hipótese seria confirmada graças à descoberta da relação período-luminosidade de estrelas variáveis Cefeidas, apresentada em Leavitt & Pickering (1912), para 25 estrelas deste tipo na PNM. A subsequente calibração da relação faria dela uma ferramenta fundamental para determinar a distância de objetos extragalácticos, incluindo as próprias NMs. Desde então, diversos avanços foram feitos no nosso entendimento das Nuvens. Nesta seção, descreveremos os aspectos fundamentais para uma compreensão moderna sobre as NMs.

1.1.1 Propriedades gerais

A GNM ($\alpha_{\text{GNM}} = 05^{\text{h}}23^{\text{m}}23^{\text{s}}$, $\delta_{\text{GNM}} = -69^{\circ}46'58''$; Westerlund, 1997) recebe este nome por ser a maior entre as duas galáxias, possuindo um diâmetro angular de 24° , enquanto a PNM ($\alpha_{\text{PNM}} = 00^{\text{h}}52^{\text{m}}43^{\text{s}}$, $\delta_{\text{PNM}} = -72^{\circ}49'41''$; Westerlund, 1997) tem um diâmetro da ordem de 7° . Morfologicamente, a GNM é o protótipo da classe de galáxias espirais magalhânicas, possuindo uma barra assimétrica e um único braço espiral. Estas estruturas podem ser vistas na Figura 2. A PNM, que também aparece na Figura 2, é uma galáxia anã irregular, caracterizada por apresentar uma estrutura disforme.

Entre as NMs, a GNM é a mais próxima e mais massiva do par, estando a uma distância de $(49,9 \pm 2,1)$ kpc do Sistema Solar (De Grijs et al., 2014) e possuindo uma massa de $(1,7 \pm 0,7) \times 10^{10} \mathcal{M}_{\odot}$ (massa contida até 8,7 kpc do centro da galáxia; Van der Marel & Kallivayalil, 2013). Já a PNM está a uma distância de $(61,9 \pm 0,6)$ kpc (De Grijs

² O material encontra-se em domínio público, disponível em <https://library.si.edu/digital-library/book/resultsastronom00hers> (último acesso em 3 de junho de 2025).

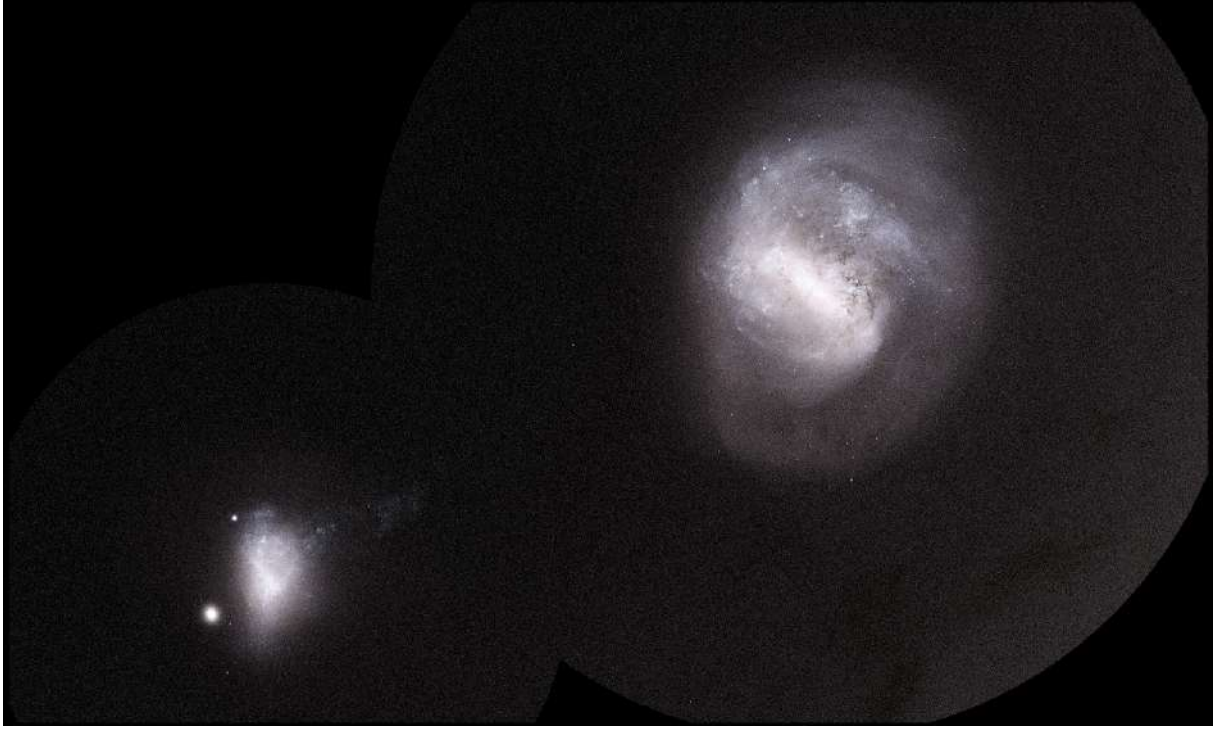


Figura 2 – Imagens compostas da GNM (direita) e da PNM (esquerda) usando dados da missão Gaia (Prusti et al., 2016). Crédito das imagens: Óscar Jiménez-Arranz.

et al., 2014) e possui uma massa de $2,3 \times 10^9 \mathcal{M}_{\odot}$ (contida até 4 kpc do centro galáctico Di Teodoro et al., 2019).

As NMs encontram-se separadas por, aproximadamente, 21° na esfera celeste, o que corresponde a uma distância física de cerca de 20 kpc. De acordo com as observações apresentadas em Kallivayalil et al. (2013), a GNM está se afastando do centro Galáctico com uma velocidade radial de $(64 \pm 7) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ e possui uma velocidade Galactocêntrica total $(321 \pm 24) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Já a PNM está se aproximando do centro da VL com uma velocidade de $(11 \pm 5) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ e possui uma velocidade Galactocêntrica total de $(217 \pm 26) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. A velocidade relativa entre as galáxias é de $(128 \pm 32) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, o que é consistente com uma trajetória elíptica da PNM em relação a GNM, na qual a galáxia menor está se movendo na direção do apocentro, já tendo passado pelo pericentro.

1.1.2 Sistema de Magalhães

As NMs possuem três importantes estruturas associadas a elas. A primeira é a Ponte de Magalhães (PM), uma formação de gás e estrelas que conecta as duas galáxias, partindo da PNM. A Ponte foi descoberta por Hindman et al. (1963) por meio de observações feitas da emissão de hidrogênio neutro.

A segunda é a Corrente de Magalhães (CM), uma estrutura de gás que traça a órbita das NMs ao redor da VL. Sua descoberta é atribuída a Mathewson et al. (1974), por a terem observado em hidrogênio neutro e conectado com as NMs.

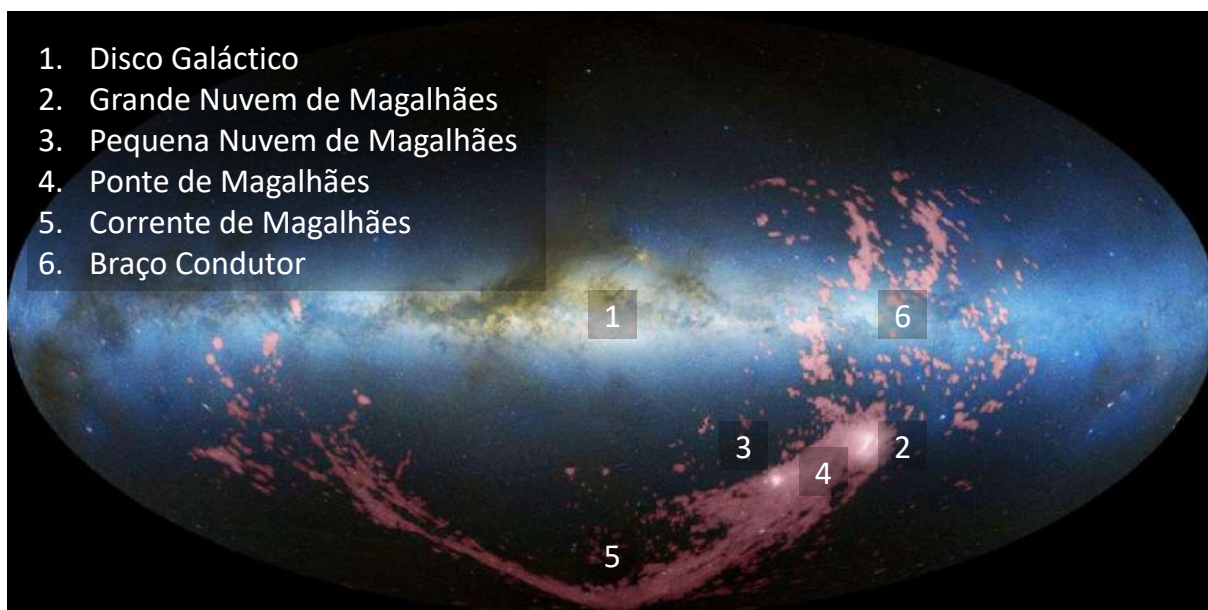


Figura 3 – Adaptação da Figura 9 de Nidever et al. (2010), mostrando as componentes do SM projetadas ao longo do céu. Em rosa, estão exibidas observações em hidrogênio neutro. Nas demais cores, um mapa em óptico de todo o céu.

Por fim, a terceira estrutura é o Braço Condutor (BC), uma formação de gás e estrelas localizada à frente da trajetória das Nuvens. Mathewson et al. (1974) também observaram o BC, contudo, sua conexão com as Nuvens seria estabelecida em trabalhos posteriores (Lu et al., 1998; Putman et al., 1998).

O conjunto das Nuvens com estas três estruturas forma o chamado Sistema de Magalhães (SM). A Figura 3 mostra a posição das diferentes componentes do SM no céu, que se estendem, entre os extremos da CM e do BC, por cerca de 200° .

1.1.3 Cenários de Formação e Evolução

As irregularidades presentes na estrutura da GNM e da PNM, bem como a existência das demais componentes do SM são indicativos de que as NMs possuem um histórico de interação gravitacional entre si e com a VL. No final do século XX, os modelos que buscavam descrever a formação e a evolução das NMs consideravam que as galáxias formavam um par binário, que orbitava a VL desde a sua formação (Gardiner & Noguchi, 1996; Gardiner et al., 1994; Murai & Fujimoto, 1980).

As simulações de N corpos de Gardiner & Noguchi (1996) feitas neste cenário, por exemplo, eram capazes de reproduzir a formação da CM, bem como do BC, embora sua posição não fosse consistente com as observações (Figura 4). Nelas, a PNM era inicializada como uma galáxia barrada, enquanto a VL e a GNM eram tratadas como pontos. As interações gravitacionais entre as galáxias, incluindo um encontro próximo entre as NMs há cerca de 200 Ma, eram responsáveis pela formação das demais estruturas do SM, bem

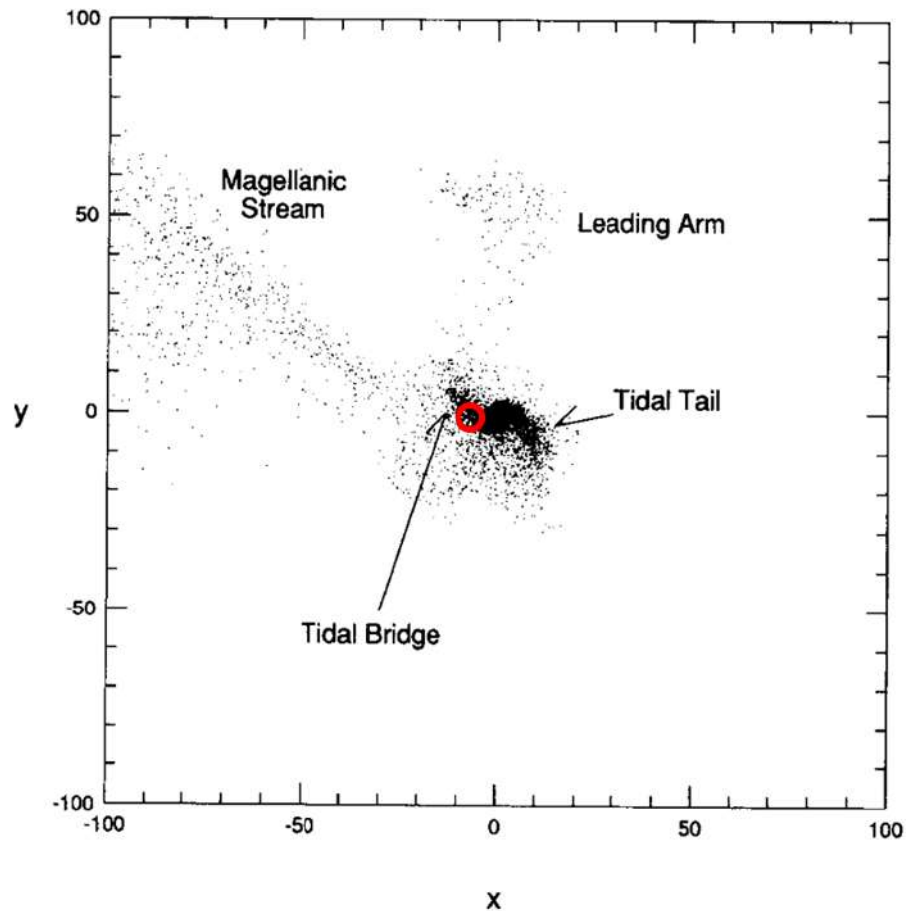


Figura 4 – Adaptação da Figura 5a de Gardiner & Noguchi (1996), mostrando o resultado do melhor modelo obtido no trabalho para a PNM no tempo presente. O gráfico exibe a distribuição espacial no plano xy (ortogonal à linha de visão, unidades de distância em kpc) de partículas do disco da galáxia. Textos indicam a posição da CM (*Magellanic Stream*) e do BC (*Leading Arm*). A GNM é tratada como um ponto nas simulações e sua posição é indicada pelo anel vermelho, próximo ao centro da imagem.

como por alterar a morfologia da PNM.

As simulações desta época eram, contudo, limitadas pela baixa precisão nas medidas dos movimentos próprios das NMs, usadas como vínculos nos modelos. Tal limitação seria superada com novas medidas obtidas com o Telescópio Espacial Hubble (HST) que revelariam que as velocidades Galactocêntricas das NMs eram maiores que as hipóteses anteriores e incompatíveis com o cenário de que as Nuvens formam um par binário e satélite à VL por ~ 10 Ga (Kallivayalil et al., 2006a,b).

Tal descoberta levou à proposição de um novo cenário para a formação e evolução das NMs, por Besla et al. (2007, 2010, 2012), consistente com os novos vínculos observacionais. No **cenário de primeira aproximação** mantém-se a hipótese de que as NMs são um par binário desde a sua formação, com a diferença de que as galáxias teriam se formado

fora do potencial gravitacional da VL, entrando no seu raio do virial³ há $1 \sim 2$ Ga .

Em Besla et al. (2012) são apresentados dois modelos com configurações orbitais distintas: no Modelo 1 (2) a PNM completou duas (três) passagens ao redor da GNM antes de se aproximar a menos de 220 kpc da VL, o que leva 5,1 Ga (5,9 Ga) após o início da simulação. Posteriormente, as simulações evoluem por mais 1 Ga até que a GNM atinja sua posição atual, relativa à VL.

Neste intervalo, a PNM realiza mais uma passagem pelo pericentro da GNM. No Modelo 2, em particular, isto resulta em uma colisão entre as galáxias. Assim, no Modelo 1, passagens pericêntricas entre as NMs ocorreriam há cerca de $\sim 5,7$ Ga, 1,8 Ga e 100 Ma atrás, com separações mínimas da ordem de 35 kpc, 18 kpc e 26 kpc, respectivamente. Já no Modelo 2, elas aconteceriam há, aproximadamente 6,45 Ga (separação de ~ 34 kpc), 2,45 Ga (~ 18 kpc), 1 Ga (~ 6 kpc) e 100 Ma (colisão).

O encontro próximo mais recente que ocorre no modelo 2, em especial, seria responsável por aumentar a densidade de gás presente na PM e gerar eventos de formação estelar na região. No Modelo 1, no qual não há uma colisão entre as NMs, a densidade de gás na PM permanece semelhante à da CM.

Nas simulações, a interação gravitacional entre as Nuvens (em detrimento da VL) tem protagonismo na formação das demais estruturas do SM e na morfologia irregular das galáxias. Ambas são atribuídas à ação de forças de maré entre a GNM e a PNM e em consequência das passagens pericêntricas entre as galáxias. A Figura 5 mostra o resultado do Modelo 2, sendo possível observar que diversas estruturas do SM são recuperadas pela simulação.

Paralelamente, Diaz & Bekki (2011) mostraram que é possível modelar as propriedades morfológicas e cinemáticas do SM em um cenário diferente do anterior. Na simulação apresentada pelos autores, as NMs só se tornariam um par gravitacionalmente ligado recentemente, há $\sim 1,6$ Ga. Por outro lado, as galáxias estariam individualmente ligadas à VL há, pelo menos, 5 Ga. Em contradição ao cenário de primeira aproximação, a hipótese de que as Nuvens orbitam a VL há mais de 2 Ga é usualmente referida como **cenário ligado**.

Em um trabalho seguinte, Diaz & Bekki (2012) atualizaram o modelo anterior, apresentando uma simulação mais consistente com as observações. Nela, as Nuvens teriam tido dois encontros próximos, há 1,97 Ga e 260 Ma atrás, com separações mínimas de 6 kpc e 6,6 kpc, respectivamente. O primeiro encontro teria formado a CM e o BC e o segundo, a PM. O resultado deste modelo pode ser visto na Figura 6. Destacamos que, na simulação, toda matéria é originária da PNM, com a GNM sendo tratada como um ponto

³ O raio de virial é definido como o raio limite em um sistema gravitacionalmente ligado dentro do qual o teorema do virial é válido, isto é, a energia cinética média do sistema é igual à metade do valor absoluto da sua energia potencial gravitacional média.

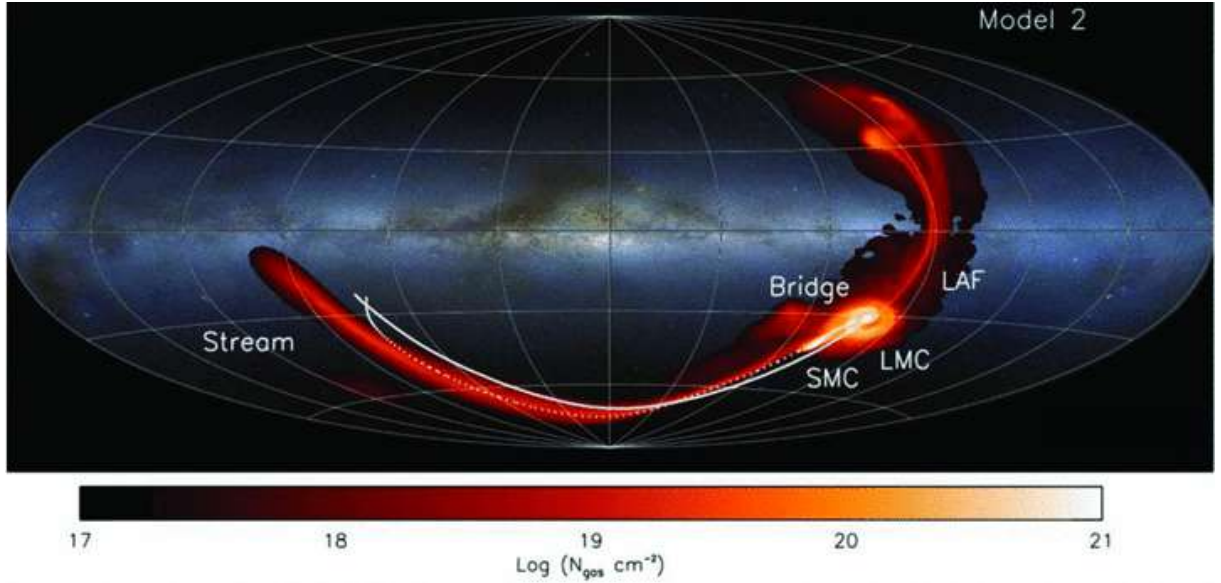


Figura 5 – Recorte da Figura 6 de Besla et al. (2012), mostrando o resultado do Modelo 2 (ver texto para detalhes). A imagem mostra a distribuição de gás das NMs no tempo presente, projetada ao longo céu. A trajetória da GNM e da PNM é mostrada pelas linhas contínua e pontilhada, respectivamente. Componentes do SM são indicadas pelo texto: LMC corresponde à GNM, SMC à PNM, *Bridge* à PM, *Stream* à CM e LAF ao BC.

É interessante notar que, tanto a simulação de primeira aproximação de Besla et al. (2012), quanto a de cenário ligado de Diaz & Bekki (2012) envolvem um encontro próximo entre as NMs nos últimos ~ 300 Ma, ainda que em momentos diferentes. Esta hipótese tem respaldo em outros trabalhos, como apresentaremos a seguir.

Kallivayalil et al. (2013) usaram dados do HST para integrar a órbita das NMs. Em todos os cenários avaliados, as Nuvens passavam por, pelo menos, um encontro próximo nos últimos 500 Ma. Dados atualizados do mesmo instrumento foram usados por Zivick et al. (2018) para novas integrações da órbita das NMs, levando à conclusão de que as Nuvens teriam tido um encontro próximo entre 147 ± 33 Ma e 163 ± 36 Ma atrás, dependendo das massas presumidas para a GNM e a VL. A distância mínima entre as Nuvens neste evento seria entre $7,5 \pm 2,5$ kpc e $9,7 \pm 4,5$ kpc, respectivamente, o que é menor que o raio do disco da GNM (que é da ordem de $12,5 \sim 18,5$ kpc; Mackey et al., 2016), implicando que as NMs teriam colidido uma com a outra.

Tais resultados são corroborados por Choi et al. (2022), que compararam campos de movimento próprio medidos para a GNM com dados do catálogo Gaia eDR3 (*Early Data Release 3*; Brown et al., 2021; Prusti et al., 2016) e simulações de N corpos. A análise permitiu aos autores estabelecerem limites superiores para a idade da colisão (< 250 Ma) e para a distância mínima entre as Nuvens durante o evento (< 10 kpc).

Outro esforço apresentado por vários trabalhos nos últimos anos é o de encontrar qual o cenário mais provável de formação e evolução das NMs. Weisz et al. (2013) analisaram

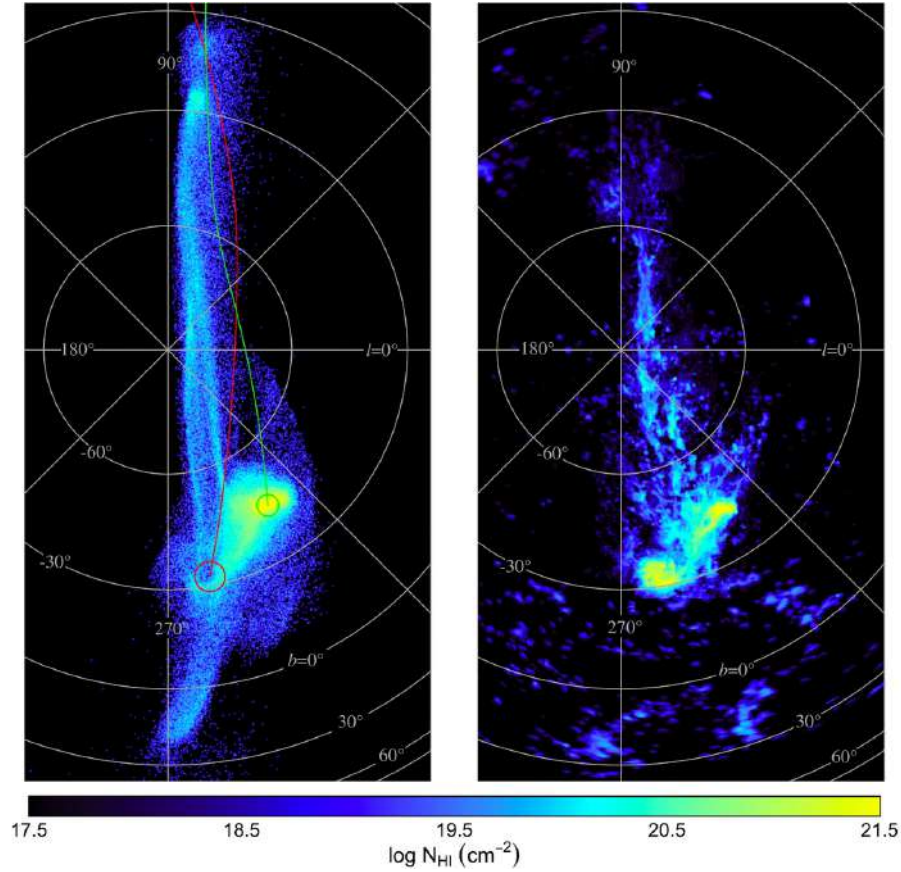


Figura 6 – Figura 5 de Diaz & Bekki (2012). O painel esquerdo mostra a concentração de hidrogênio neutro, obtida ao final da simulação, com a barra de cor indicando a densidade. Os anéis vermelho e verde indicam a posição da GNM e a PNM, respectivamente, com as linhas correspondentes indicando as trajetórias das galáxias. O painel da direita mostra a concentração observada de hidrogênio neutro para o SM.

o histórico de formação estelar das NMs, encontrando picos simultâneos da taxa de formação estelar destas galáxias há, aproximadamente, 3,5 Ga. Após estes eventos, as taxas de formação estelar das duas galáxias tornam-se correlatas. Tal comportamento, segundo os autores, é consistente com um encontro próximo entre as galáxias, sugerindo que as NMs formariam um sistema binário desde aquela época. Tal hipótese seria inconsistente com os modelos de cenário ligado propostos em Diaz & Bekki (2011, 2012), nos quais as Nuvens formam um par binário há apenas ~ 2 Ga.

Paralelamente, das órbitas integradas por Kallivayalil et al. (2013), conclui-se que, para que as NMs formem um par binário há mais de 2 Ga, as galáxias devem estar em sua primeira aproximação com a VL. Além disso a massa da VL deve ser menor ou da ordem de $1,5 \times 10^{12} \mathcal{M}_{\odot}$ e a massa da GNM deve ser da ordem de $10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$. Este valor para a massa da GNM é uma ordem de grandeza maior do que a estimativa de Van der Marel & Kallivayalil (2013), apresentada anteriormente e feita usando curvas de rotação até 8,7 kpc do centro da galáxia.

Trabalhos posteriores mostrariam que uma massa de $\sim 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$ para a GNM não é uma hipótese infundada. Peñarrubia et al. (2015) analisaram as órbitas de 35 galáxias do Grupo Local, estabelecendo um limite superior para a massa da GNM de $3,1 \times 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$. Os autores sugerem que o excesso de massa não observado é devido a um halo de matéria escura que se estenderia muito além do limite visível da galáxia. Erkal et al. (2019), por sua vez, estimaram uma massa de $1,38^{+0.27}_{-0.24} \times 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$ para a GNM, considerando que a galáxia foi responsável pela perturbação de velocidades observada na Corrente Estelar Orfã (Belokurov et al., 2007). Por fim, Watkins et al. (2024) usaram a cinemática de 30 aglomerados da GNM para inferir uma massa do Virial (i.e., massa contida dentro do raio do Virial) de $1,80^{+1.05}_{-0.54} \times 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$ para a GNM.

Ainda que as evidências observacionais mais recentes favoreçam o cenário de primeira aproximação, com uma GNM massiva ($\sim 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$, como visto, também, em Conroy et al., 2021; Garavito-Camargo et al., 2019; Gómez et al., 2015; Petersen & Penarrubia, 2021), as simulações feitas nestas condições ainda não são capazes de recuperar completamente as propriedades do SM. Como sintetizado em D’Onghia & Fox (2016), simulações neste cenário não reproduzem completamente as propriedades da CM⁴, nem tampouco a posição e a distribuição de velocidades do BC. Além disso, simulações no cenário ligado ainda são feitas, como, por exemplo, em Vasiliev (2024), para descrever propriedades do SM.

1.2 Levantamento VISCACHA e Aglomerados de Estrelas

Para que haja avanços no entendimento da formação e evolução do SM, bem como do conhecimento das propriedades deste sistema de maneira mais geral, novas evidências observacionais são necessárias. Levantamentos de todo o céu, como os feitos pelo satélite Gaia (Prusti et al., 2016) ou o *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS; Castander, 1998) são importantes para produzir tais evidências.

A combinação do interesse astrofísico nas NMs com sua localização propícia na esfera celeste motivaram, também, a realização de diversos levantamentos dedicados às galáxias nos últimos 30 anos. Exemplos de tais iniciativas são os levantamentos MCPS (*Magellanic Clouds Photometric Survey*; Zaritsky et al., 2002, 2004), VMC (*VISTA near-infrared YJKs survey of the Magellanic System*; Cioni et al., 2011), STEP (*the SMC in Time: Evolution of a Prototype interacting late-type dwarf galaxy*; Ripepi et al., 2014), SMASH (*Survey of the MAgellanic Stellar History*; Nidever et al., 2017) e YMCA (*Yes, Magellanic Clouds Again*; Gatto et al., 2024a).

⁴ Por um lado, as simulações de Besla et al. (2012) subestimam a massa da CM por um fator de $10 \sim 100$. Por outro, elas não reproduzem a estrutura filamentar observada na CM, que possui dois filamentos, cada um saindo de uma das NMs, com propriedades cinemáticas e químicas distintas. Mais detalhes sobre a CM fogem ao escopo deste trabalho e podem ser vistos em D’Onghia & Fox (2016).

Outro levantamento, de particular relevância para esta tese, é o **VISCACHA**⁵ (*Visible Soar photometry of star Clusters in tApii and Coxi HuguA*; Dias et al., 2019; Maia et al., 2019, este último será referido no texto como VISCACHA I), um levantamento observacional de **aglomerados de estrelas** na periferia das NMs.

A colaboração VISCACHA conta com pesquisadores em mais de 20 instituições espalhadas pela América Latina e tem protagonismo brasileiro. O objetivo principal do levantamento é utilizar os aglomerados estelares presentes nas NMs e na Ponte para aprofundar nosso conhecimento sobre estas galáxias. Nesta seção, discutiremos as propriedades dos aglomerados de estrelas que fazem deles ferramentas úteis no estudo das Nuvens e mostraremos contribuições práticas neste sentido, com ênfase nos resultados obtidos pela colaboração VISCACHA.

1.2.1 Diagramas cor-magnitude de aglomerados de estrelas

Aglomerados de estrelas, em uma definição bastante abrangente (por Krumholz et al., 2019), são um conjunto de estrelas que apresentam uma densidade no espaço maior que as regiões na sua vizinhança e são fisicamente associadas durante a sua formação. Em primeira aproximação, dizemos que aglomerados formam uma **população estelar simples** isto é, um conjunto de estrelas com a mesma idade e composição química inicial. Além disso, consideramos que todas as suas estrelas possuem a mesma distância e estão sujeitas à mesma extinção interestelar.

Na VL os aglomerados podem ser divididos predominantemente em dois grupos: os aglomerados abertos e os aglomerados globulares, com os primeiros sendo mais comuns na Galáxia e, tendencialmente, mais jovens, ricos em metais, distribuídos próximos ao plano Galáctico e menos massivos (Baumgardt & Hilker, 2018; Just et al., 2023; Kharchenko et al., 2013). Nas NMs, tal separação não é tão evidente como na VL, devido a uma maior presença de objetos com massas e morfologias intermediárias (Westerlund, 1997; van den Bergh, 1991).

Além disso, a maior parte dos aglomerados nas Nuvens são menos massivos que os encontrados na Galáxia: enquanto a VL possui cerca de 150 aglomerados globulares com idades $\gtrsim 10$ Ga e massas $\gtrsim 10^5 \mathcal{M}_\odot$ (Baumgardt & Hilker, 2018; Kharchenko et al., 2013), a GNM têm apenas 15 objetos com características similares (Dutra et al., 1999) e a PNM somente um: o NGC 121 (Glatt et al., 2008). A Figura 7 mostra imagens de alguns aglomerados observados pelo levantamento VISCACHA.

Em uma observação fotométrica das estrelas de um aglomerado, é possível determinar a **magnitude aparente** de cada uma das suas estrelas, χ_i , com χ representando uma determinada banda e i uma dada estrela do aglomerado. A magnitude aparente é uma

⁵ <http://www.astro.iag.usp.br/~viscacha/>, acesso em 3 de junho de 2025.

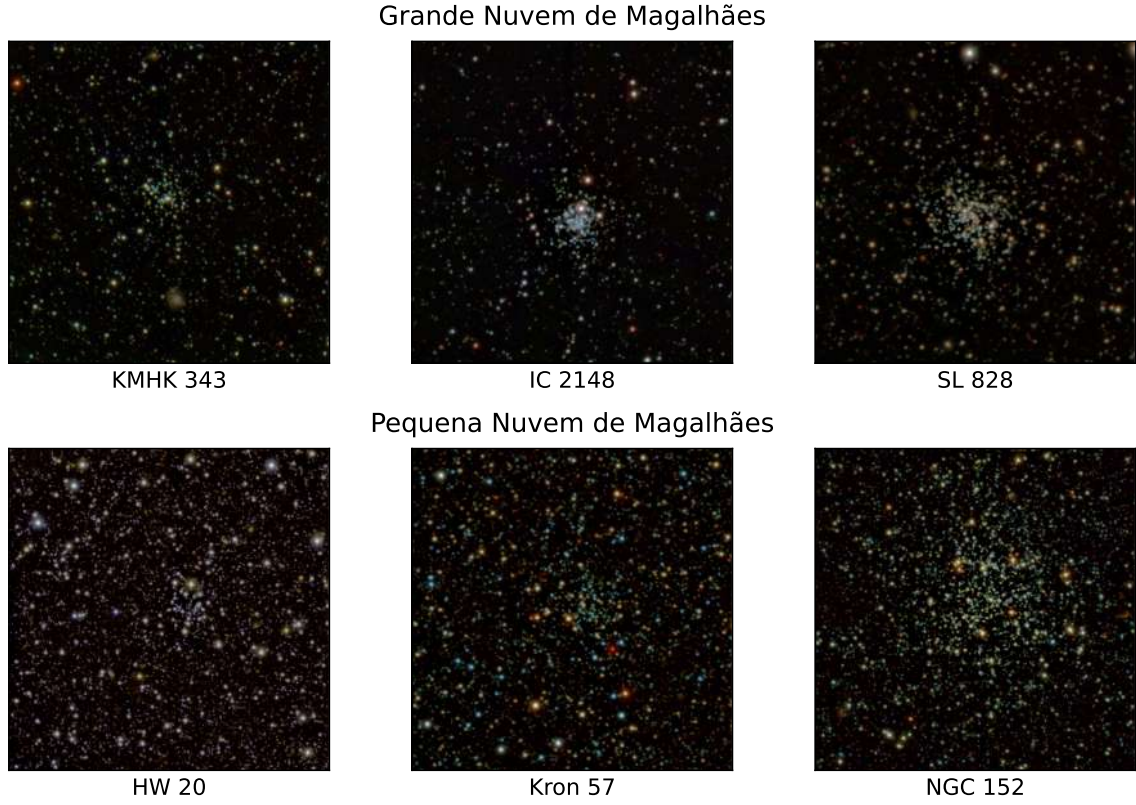


Figura 7 – Imagens compostas de aglomerados da GNM e da PNM geradas a partir de observações do levantamento VISCACHA nos filtros B , V e I .

função do fluxo $F_{\chi,i}$ e da extinção interestelar naquela banda $A_{\chi,i}$. O fluxo, por sua vez, depende da luminosidade da estrela na banda considerada, $L_{\chi,i}$ e da sua distância d_i :

$$\chi_i = -2,5 \log F_{\chi,i} + A_{\chi,i} + \text{cte}_\chi \quad \text{com} \quad F_{\chi,i} = \frac{L_{\chi,i}}{4\pi d_i^2} \quad (1.1)$$

Na equação anterior, consideramos que cada estrela emite luz isotropicamente. Além disso, cte_χ corresponde à constante de ponto zero da escala de magnitude usada. Usando da aproximação de que todas as estrelas estão à mesma distância d e sofrem a mesma extinção interestelar A_χ , podemos reescrever a expressão anterior como:

$$\chi_i = 2,5 \log F_{\chi,i} + A_\chi + \text{cte}_\chi \quad \text{com} \quad F_{\chi,i} = \frac{L_{\chi,i}}{4\pi d^2} \quad (1.2)$$

Desta forma, as diferenças na magnitude aparente das estrelas de um aglomerado estão diretamente relacionadas com diferenças na sua luminosidade. Por outro lado, se a magnitude aparente é avaliada em duas bandas χ e ζ , é possível, ainda, determinar um índice de cor $(\chi - \zeta)_i$ para cada estrela:

$$(\chi - \zeta)_i = -2,5 \log \frac{L_{\chi,i}}{L_{\zeta,i}} + E(\chi - \zeta) + (\text{cte}_\chi - \text{cte}_\zeta). \quad (1.3)$$

Aqui, $E(\chi - \zeta) \equiv A_\chi - A_\zeta$ é o excesso de cor nas bandas χ e ζ . Segue então que diferenças no índice de cor das estrelas do aglomerado estão diretamente associadas a diferenças na razão

da sua luminosidade em duas bandas diferentes. Pressupondo que a banda χ e a banda ζ estão centradas em comprimentos de onda diferentes e que há pouca ou nenhuma interseção nas suas coberturas, a razão da luminosidades $\frac{L_{\chi,i}}{L_{\zeta,i}}$ está fortemente correlacionada com a temperatura efetiva da estrela e, em menor grau, com a sua metalicidade e gravidade superficial (Sekiguchi & Fukugita, 2000).

Uma ferramenta comum para o estudo de aglomerados é o **diagrama cor-magnitude** (DCM), no qual analisamos a distribuição bidimensional das suas estrelas usando um índice de cor (formado pela diferença de magnitudes em bandas com pouca ou nenhuma interseção, na qual a primeira é centrada em um comprimento de onda menor do que a segunda) e uma magnitude.

A posição global da distribuição das estrelas de um aglomerado é determinada pela distância e pela quantidade de extinção interestelar presente, de acordo com as Equações 1.2 e 1.3. A posição relativa, por sua vez, depende, predominantemente, das luminosidades e temperaturas efetivas de uma distribuição de estrelas com massas iniciais distintas, mas mesma idade e composição química inicial (aproximadamente).

Portanto, a forma como as estrelas de um aglomerados se distribuem no DCM depende, predominantemente da combinação de sua idade, metalicidade, distância e excesso de cor. A partir de modelos de estrutura e evolução estelar, é possível simular as cores e magnitudes que uma estrela, com uma dada massa e metalicidade iniciais, terá, em uma certa idade. Estes valores podem ser, então, ajustados para uma dada distância e excesso de cor conforme as equações 1.2 e 1.3. Tais simulações podem ser interpoladas para estrelas com idades, metalicidades iniciais, distâncias e excessos de cor idênticos, mas massas distintas, produzindo curvas teóricas no DCM chamadas de **isócronas**.

Pela sua própria concepção, as isócronas representam a distribuição esperada das estrelas de uma população estelar simples. Desta maneira, ao se encontrar a isócrona que melhor representa a distribuição das estrelas de um aglomerado é possível inferir que os parâmetros definidores da curva teórica (i.e., idade, metalicidade, distância e excesso de cor) são representativos do aglomerado. Este processo é comumente chamado de **ajuste de isócronas**.

Na prática, existem vários conjuntos (tipicamente referidos como “grades”) de sequências evolutivas e isócronas disponíveis à comunidade científica, produzidos a partir de diferentes modelos de estrutura e evolução estelar. A Figura 8 mostra um exemplo referente ao modelo BaSTI⁶ (*a Bag of Stellar Tracks and Isochrones*; Hidalgo et al., 2018) onde é possível ver isócronas de diferentes idades sobrepostas ao conjunto de sequências evolutivas usadas para produzi-las, bem como comparações entre isócronas de diferentes metalicidades.

⁶ <http://basti-iac.oa-abruzzo.inaf.it/>, acesso em 3 de junho de 2025.

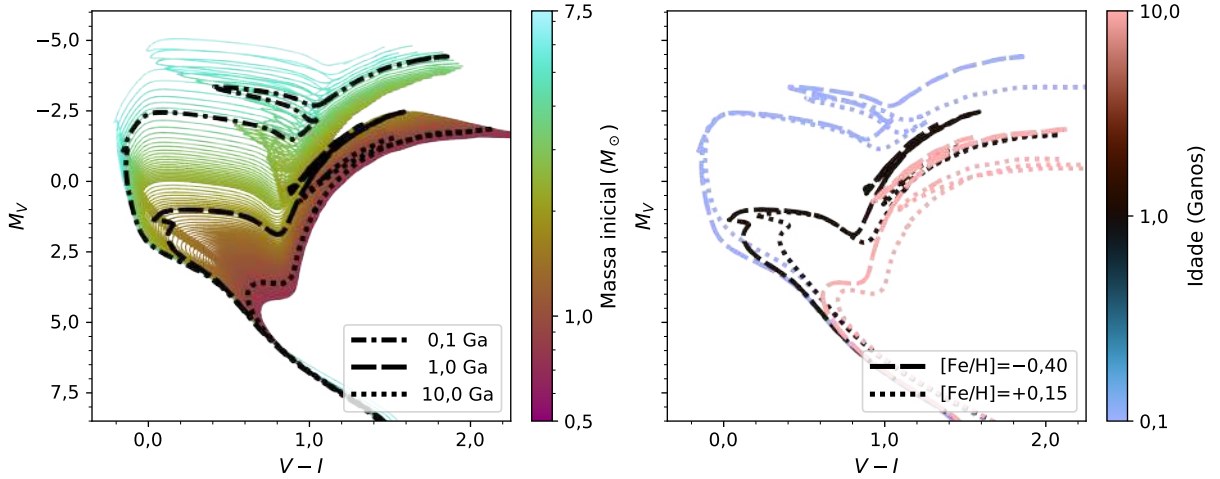


Figura 8 – O painel esquerdo mostra seqüências evolutiva e isócronas BASTI com metalicidade inicial $[Fe/H] = -0,40$. As seqüências são exibidas como curvas coloridas de acordo com sua massa inicial, conforme a barra de cor. Já as isócronas aparecem como curvas pretas cujos estilos de linha indicam diferentes idades, conforme a legenda. O painel da direita mostra isócronas com diferentes idades (indicadas pelas cores) e metalicidades (diferenciadas pelo estilo das linhas).

As diferenças entre isócronas de diferentes idades são uma consequência da própria dinâmica da evolução estelar: como as estrelas mais massivas da seqüência principal esgotam o hidrogênio em suas regiões centrais mais rapidamente que as de menor massa, elas atingem estágios evolutivos mais avançados primeiro. Já as diferenças devido à metalicidade são causadas pela mudança na opacidade do interior estelar devido à maior presença de elementos mais pesados do que o hidrogênio. Uma descrição mais completa sobre a estrutura e evolução estelar pode ser encontrada em materiais dedicados como Kippenhahn et al. (1990).

Outras duas grades particular interesse para esta tese são as isócronas PARSEC+COLIBRI⁷ (Marigo et al., 2017), que combinam os modelos PARSEC (*PAdova and TRieste Stellar Evolution Code*; Bressan et al., 2012, para até o primeiro pulso térmico ou início da fase de queima de carbono) e COLIBRI (Marigo et al., 2013, para a fase de pulsos térmicos), e as isócronas MIST (*MESA Isochrones & Stellar Tracks*⁸; Choi et al., 2016; Dotter, 2016).

A técnica do ajuste de isócronas em aglomerados de estrelas possui diversas aplicações, em diferentes contextos astrofísicos. A mais direta é a determinação das idades, metalicidades, distâncias e excessos de cor de aglomerados de estrelas, para a sua própria caracterização (como feito na seqüência de trabalhos de Gontcharov et al., 2019, 2020,

⁷ Disponíveis em <http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>, acesso em 3 de junho de 2025.

⁸ As isócronas estão disponíveis em: <https://waps.cfa.harvard.edu/MIST/index.html>. MESA, por sua vez, é uma sigla para *Modules for Experiments in Stellar Astrophysics* e trata-se de um código aberto para estrutura e evolução estelar. O código pode ser acessado em <https://docs.mesastar.org/en/latest/> (ambas as páginas acessadas em 3 de junho de 2025).

2021, 2023a,b, 2024, para aglomerados globulares da VL). Já Rosenfield et al. (2017) usam o ajuste em aglomerados da GNM para estudar modelos com diferentes tratamentos para a convecção no interior estelar. Por sua vez, Correnti et al. (2017); D’Antona et al. (2015) aplicam o método em aglomerados cujos DCMs não podem ser descritos por populações estelares simples, através da inclusão de dispersão nas velocidades de rotação e na própria idade das estrelas.

Os parâmetros obtidos via ajuste de isócrona também são relevantes em caracterizações subsequentes dos aglomerados. Por exemplo, eles podem ser usados em estimativa das suas massas e a das suas estrelas (e.g., Hußmann et al., 2012; Maia et al., 2014; Stolte et al., 2006). Adicionalmente, como aglomerados são objetos estendidos, suas estruturas podem ser analisadas (e.g., Gatto et al., 2021; Santos Jr et al., 2020; Werchan & Zaritsky, 2011), o que pode ser combinado com a idade, a distância e a massa dos aglomerados para estudar sua evolução dinâmica (e.g., Angelo et al., 2023; Santos Jr et al., 2020).

1.2.2 Características do levantamento VISCACHA

Como mencionado no início desta seção, o objetivo principal do levantamento VISCACHA é utilizar os aglomerados de estrelas na periferia das NMs para produzir uma melhor compreensão sobre estas galáxias. Isto é possível, em grande parte, graças à riqueza de informações que se pode extrair destes objetos a partir apenas de observações fotométricas das suas estrelas. Tais observações permitem determinar as magnitudes, índices de cor e coordenadas das estrelas dos aglomerados e viabilizam as análises descritas anteriormente.

A escolha de aglomerados periféricos é motivada por uma série de fatores. Primeiramente, estes objetos são, tipicamente, menos estudados. Em segundo lugar, esta é a região onde esperamos que os efeitos das interações entre as galáxias sejam mais pronunciados, uma vez que os campos gravitacionais externos são mais expressivos, em relação à auto-gravidade de cada galáxia. Por fim, as regiões mais externas das Nuvens são, em geral, menos densas que as centrais. Portanto, os aglomerados são, na média, menos contaminados por estrelas de campo, facilitando sua análise.

As observações fotométricas do levantamento são feitas no telescópio de 4,1 metros SOAR (*Southern Observatory for Astrophysical Research*⁹, localizado a 2.700 metros de altitude, em *Cerro Pachón*, no Chile) usando, preferencialmente, o instrumento SAM (*SOAR Adaptive optics Module*), cujas características podem ser encontradas em Tokovinin et al. (2016). Como o próprio nome indica, o instrumento emprega um sistema de óptica adaptativa para corrigir distorções nas imagens provocadas pela atmosfera, melhorando,

⁹ O SOAR é uma iniciativa conjunta do Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovações do Brasil (MCTI), da *National Science Foundation* dos Estados Unidos e das universidades da Carolina do Norte em Chapel Hill e do Estado do Michigan, ambas nos Estados Unidos.

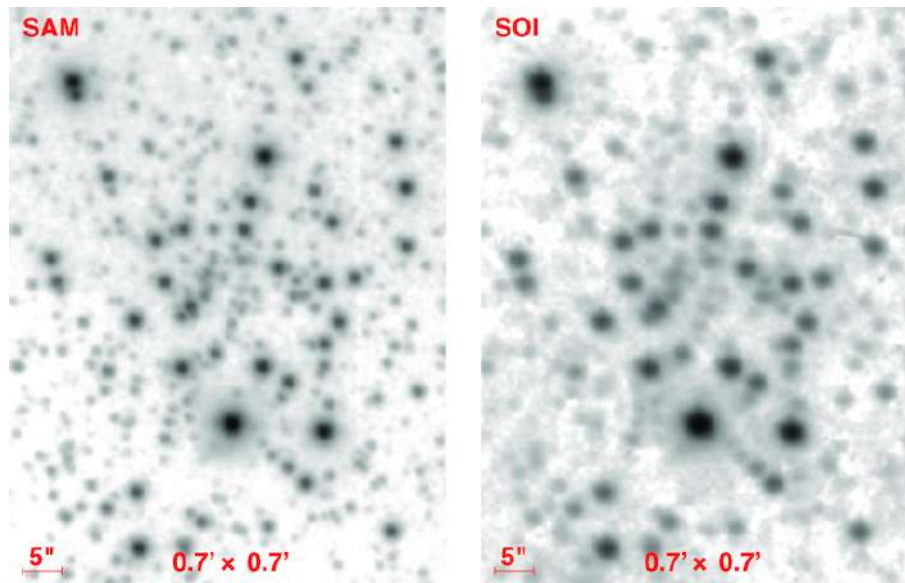


Figura 9 – Figura 4 de VISCACHA I. Comparativo entre duas imagens do aglomerado HW 20, na PNM, feitas no filtro *I* com os imageadores SAM (esquerda) e SOI (direita). As larguras à meia altura das estrelas na imagem são de 0,44 e 1,19 segundos de arco, respectivamente.

assim, a sua resolução.

A Figura 9 mostra um comparativo entre duas imagens de um mesmo aglomerado feitas usando os instrumentos SAM e SOI (*SOAR Optical Imager*¹⁰) com e sem óptica adaptativa, respectivamente. Nela é possível ver como a imagem produzida com óptica adaptativa é mais nítida, o que é importante para resolver mais estrelas na imagem, em particular as menos brilhantes e mais próximas do centro do aglomerado, região onde há mais superposição de estrelas, o que dificulta sua identificação e subsequente fotometria.

O projeto conta com outras iniciativas, como observações complementares no instrumento Goodman (Clemens et al., 2004), um espectrógrafo e imageador também instalado no telescópio SOAR. Embora o instrumento não disponha de óptica adaptativa, ele é útil na observação de objetos mais extensos, uma vez que seu campo de visão é cerca de 2 vezes maior que o do SAM (campo circular de 7,2 minutos de arco de diâmetro e campo quadrado de 3,1×3,1 minutos de arco, respectivamente).

Além disso, aglomerados específicos, com um número significativo de gigantes vermelhas, são selecionados para observações espectroscópicas feitas no telescópio Gemini-Sul usando o instrumento GMOS (*Gemini Multi-Object Spectrographs*; Davies et al., 1997). A partir destas observações, infere-se a velocidade radial destes objetos, via desvio Doppler, bem como a sua metalicidade pela técnica do tripleto de cálcio (descrita, por exemplo, em Armandroff & Da Costa, 1991; Da Costa & Hatzidimitriou, 1998; Grocholski et al., 2006; Parisi et al., 2009).

¹⁰ Trata-se de um outro imageador que já esteve instalado no SOAR, mas não está mais em operação no telescópio.

Até o dia 12 de junho de 2024, a colaboração VISCACHA publicou 10 artigos científicos reportando seus resultados com VISCACHA I, já citado anteriormente, introduzindo o levantamento, seus objetivos e estratégias. Descrevemos os principais resultados dos demais trabalhos a seguir.

Santos Jr et al. (2020, daqui para frente, VISCACHA II) apresentam a análise estrutural de 83 aglomerados nas Nuvens, onde foi encontrada uma dispersão maior nos raios nucleares dos aglomerados da GNM mais próximos da Pequena Nuvem e uma tendência de aglomerados da PNM com uma distância galactocêntrica menor que 4 kpc possuírem raios maiores que seu raio de Jacobi – um limite a partir do qual espera-se que as estrelas do aglomerado estejam sendo perdidas para o campo devido ao potencial externo da GNM.

O trabalho foi complementado por Rodríguez et al. (2023, daqui para frente, VISCACHA VI), que apresentaram uma avaliação alternativa da estrutura interna dos aglomerados, a partir do parâmetro Q definido em Cartwright & Whitworth (2004), usado para identificar estruturas fractais ($Q < 0,8$), homogêneas ($Q \approx 0,8$) ou centralmente concentradas ($Q > 0,8$). Embora apenas três aglomerados com estruturas fractais tenham sido identificados, relações do crescimento do parâmetro Q com outros parâmetros estruturais (densidade de estrelas no centro do aglomerado e parâmetro de concentração) puderam ser estabelecidas.

Dias et al. (2021, 2022); Parisi et al. (2024, daqui para frente, VISCACHA III e VISCACHA IV, VISCACHA IX, respectivamente) formam um esforço continuado para caracterizar aglomerados de diferentes regiões da PNM e da Ponte considerando suas idades, metalicidades, posições e velocidades no espaço. Entre as principais contribuições destes trabalhos estão: (i) a identificação de quatro aglomerados como membros da “Contra Ponte” (a contraparte da PM, produzida por interações de maré com a GNM e prevista em simulações por Besla et al., 2010; Diaz & Bekki, 2012; Gardiner & Noguchi, 1996); (ii) a identificação de quatro aglomerados mais distantes que 8 kpc do centro da PNM e com idades entre 1,7 e 3,9 Ganos movendo-se na direção da GNM, interpretados como objetos formados na Pequena Nuvem e removidos durante a formação da Ponte; (iii) a melhor caracterização dos gradientes de idade e metalicidade dos aglomerados, em relação à distância física ao centro da PNM; (iv) a descoberta de que aglomerados na região noroeste e sudoeste da PNM apresentam históricos de enriquecimento químico distintos.

Em Bica et al. (2022, daqui para frente, VISCACHA V) três aglomerados da PNM (RZ 82, HW 42, and RZ 158) foram analisados. Trabalhos anteriores, que empregavam uma fotometria menos profunda, determinaram idades acima de 5 Ganos para estes objetos, fazendo com que eles estivessem entre os mais velhos da galáxia. Com os novos dados do levantamento VISCACHA, novas idades foram determinadas, todas abaixo deste limite, o que impacta na posição destes aglomerados na RIM da Pequena Nuvem. O trabalho

evidenciou também a importância de uma fotometria mais profunda na caracterização de aglomerados estelares das NMs.

Oliveira et al. (2023, daqui para frente, VISCACHA VII) apresentam a caracterização de 33 aglomerados na PM detectando duas quedas na metalicidade dos aglomerados com a sua idade, há aproximadamente 200 Manos e 1,5 Ganos, que, potencialmente, estão associados à formação da PM e da CM. Já Saroon et al. (2023, daqui para frente, VISCACHA VIII) analisaram a relação idade-metalicidade de 15 aglomerados no Halo Oeste da PNM, encontrando uma queda na metalicidade da ordem de 0,5 dex há cerca de 5 bilhões de anos atrás. Analisando modelos de enriquecimento químico, os autores encontraram que o melhor cenário para descrever este processo é uma fusão com uma galáxia anã ou uma nuvem de gás pobre em metais com uma massa da ordem de $10^8 \mathcal{M}_{\odot}$. O conjunto dos trabalhos VISCACHA VII, VISCACHA VII e VISCACHA IX mostram que a RIM da PNM possui comportamentos diferentes dependendo da região na galáxia, sendo importantes para compreender o processo de evolução química na Pequena Nuvem,

Por fim, Gardin et al. (2024, daqui para frente, VISCACHA X) apresentam uma metodologia para estimar a completeza fotométrica (i.e., a probabilidade de todas as estrelas em uma dada região da imagem com uma certa magnitude terem sido recuperadas) a partir dos catálogos com as coordenadas e magnitudes das estrelas.

1.3 Oportunidades de estudo na Grande Nuvem de Magalhães

Embora a maioria dos trabalhos da colaboração VISCACHA tenham se concentrado na PNM e na Ponte, o levantamento já observou cerca de 150 aglomerados na GNM, oferecendo diversas oportunidades de estudo nesta galáxia. Em particular, a partir do ajuste de isócronas ao DCM dos seus aglomerados, determinando sua idade, metalicidade e distância, seria possível investigar duas propriedades interessantes da GNM, expostas na presente seção.

1.3.1 Empenamento do disco da galáxia

A primeira propriedade diz respeito ao “empenamento” do disco da Grande Nuvem na direção da Pequena Nuvem. Olsen & Salyk (2002) fizeram a primeira determinação deste fenômeno. Para tal, os autores analisaram estrelas gigantes na fase do Agrupamento Vermelho (AV, tradução livre do termo mais comum, em inglês, *Red Clump*) em 50 campos espalhados em uma área de 36 graus^2 pela GNM. As estrelas do AV são gigantes com massa menor ou da ordem de 2 massas solares que iniciaram a fase de queima de hélio nos seus núcleos e têm, aproximadamente, a mesma luminosidade (Girardi, 2016), de forma que variações em sua magnitude aparente se devem majoritariamente à distância (conforme a Equação 1.2).

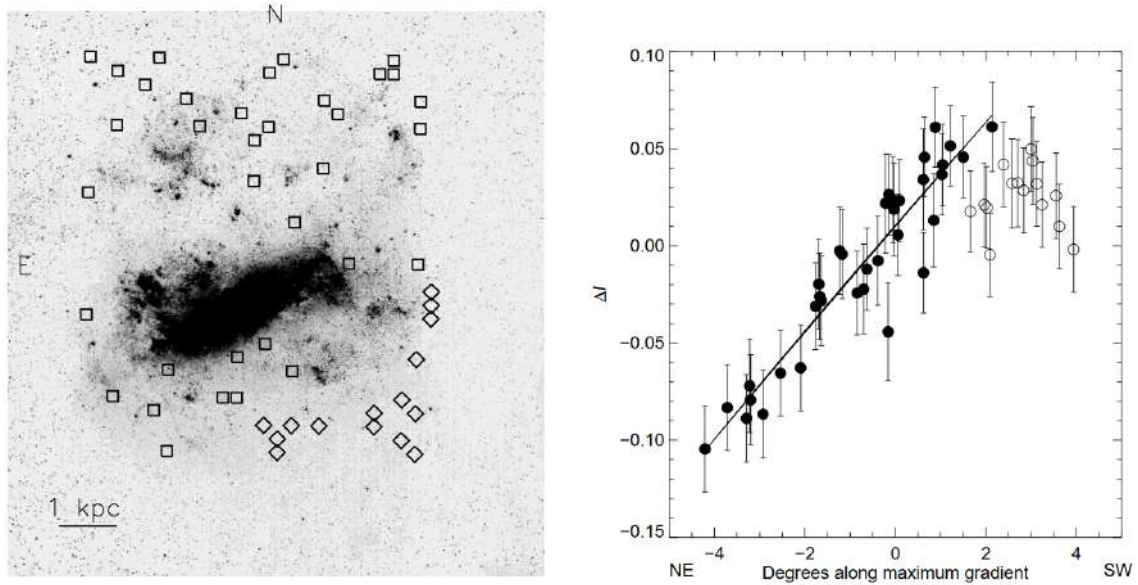


Figura 10 – Figura 3 de Olsen & Salyk (2002). O painel da esquerda mostra uma imagem da GNM, com os pontos mostrando as posições dos campos observados: quadrados indicam regiões cujas magnitudes foram consideradas pelos autores como consistentes com o plano galáctico e losangos indicam campos atribuídos à região empenada. O painel da direita mostra a variação das magnitudes aparentes na banda *I* das estrelas do AV em função da posição em relação à linha de maior gradiente do plano galáctico, que vai do nordeste ao sudoeste. Os pontos preenchidos correspondem aos campos quadrados na imagem anterior, enquanto os vazios correspondem àqueles na região de empenamento.

Analisando as distâncias destas estrelas, os autores determinaram que a estrutura da GNM tem o formato de um plano, cujo eixo normal está inclinado de um ângulo de $(35,8 \pm 2,4)^\circ$ em relação à linha de visão. No sudoeste da galáxia (na direção da Pequena Nuvem), os autores encontraram uma região de cerca de 2 kpc de extensão afastada deste plano de uma distância da ordem de 2,5 kpc.

A Figura 10 mostra uma imagem retirada deste trabalho, na qual é possível ver as regiões analisadas pelos autores atribuídas ao plano da GNM e à região do empenamento, bem como a distribuição espacial do brilho aparente das estrelas estudadas.

É possível ver na imagem uma tendência inicial da magnitude das estrelas da galáxia aumentar conforme saímos da região nordeste e vamos para a sudoeste. Tal tendência implica também um aumento da distância, conforme a Equação 1.2 o que foi usado para definir o plano galáctico. A partir de um certo ponto, porém, a magnitude tende a diminuir, o que foi interpretado como um empenamento do plano galáctico na direção do observador.

Choi et al. (2018a) fizeram uma análise similar com dados do levantamento SMASH (Nidever et al., 2017), também usando estrelas do AV, mas em uma área consideravelmente maior (165 graus^2), que cobre regiões mais externas da galáxia. Neste trabalho, os autores recalcularam a inclinação do plano da GNM, de $(25,85 \pm 0,19)^\circ$, e observaram que o plano

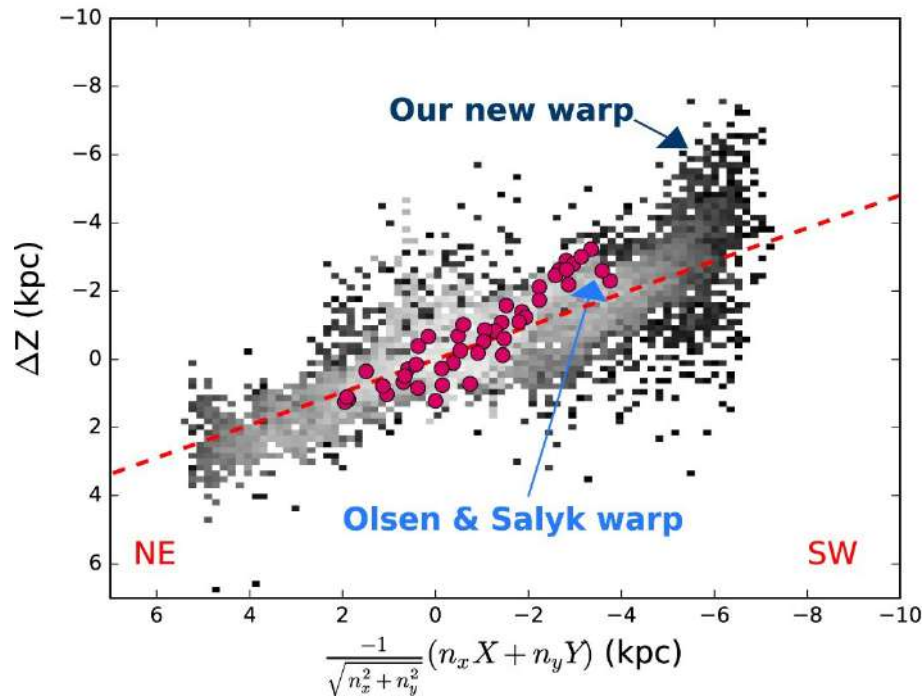


Figura 11 – Parte da Figura 14 de Choi et al. (2018a). Distribuição de estrelas do AV, com cores indicando o número de estrelas (quanto mais escuras, menos objetos). O eixo vertical representa a distância paralela à linha de visão com valores positivos (negativos) indicando regiões mais próximas (distantes) que o centro galáctico. Já o eixo horizontal indica a posição, com origem no centro galáctico, ao longo da direção de maior gradiente do plano da GNM avaliado pelos autores, que segue de nordeste (*NE*) para sudoeste (*SW*). Pontos vermelhos sinalizam 44 campos em comum com Olsen & Salyk (2002). A linha pontilhada mostra a inclinação do plano ajustado para a galáxia. O empenamento observado por Olsen & Salyk (2002) é indicado pela seta azul clara e o encontrado por Choi et al. (2018a), pela azul marinho.

da galáxia é, de fato, ondulado. Na análise dos autores, foi identificado que o empenamento observado por Olsen & Salyk (2002) era, na realidade, uma destas ondulações. A presença de um disco ondulado já havia sido observada nas regiões mais internas da GNM (Subramanian & Subramanian, 2013) e também é encontrada na Via Láctea e em outras galáxias espirais (Gómez et al., 2013), podendo ser explicada pela ocorrência de encontros próximos com galáxias menores (Gómez et al., 2016b).

Choi et al. (2018a), contudo, encontraram um empenamento ainda mais pronunciado do que o anterior na região sudoeste mais periférica da GNM. Nela, as estrelas apresentaram um desvio de até 4 kpc em relação ao plano galáctico, no sentido oposto ao observado por Olsen & Salyk (2002), ou seja, se aproximando da Pequena Nuvem. A Figura 11 mostra os resultados deste trabalho, comparados com os de Olsen & Salyk (2002). A presença deste empenamento já era prevista em simulações das interações com as Nuvens, sendo atribuída ao encontro recente entre as galáxias (Besla et al., 2012).

Saroon & Subramanian (2022) fizeram uma análise similar à anterior usando dados

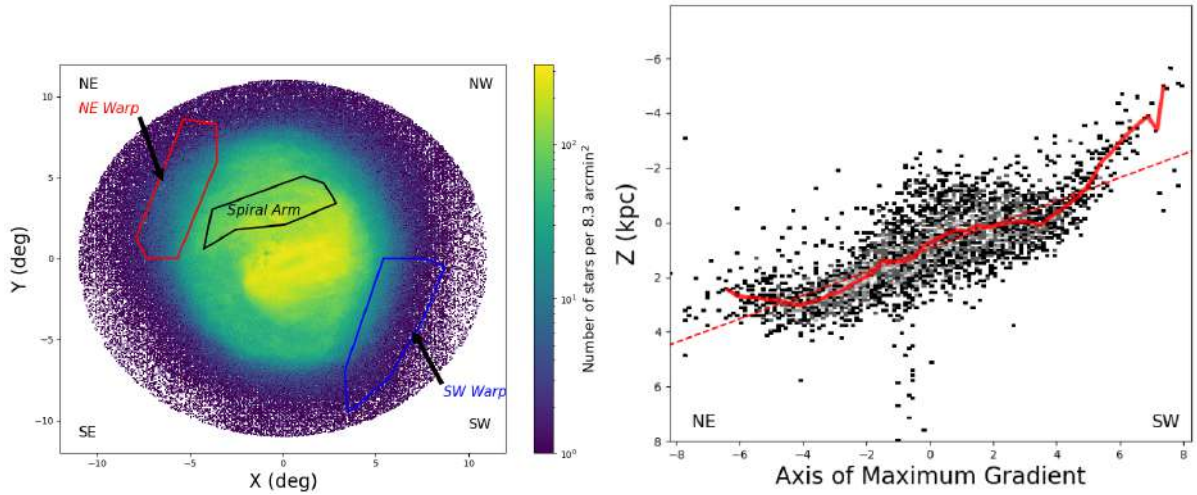


Figura 12 – Figura 6 (esquerda) e parte da 5 (direita) de Saroon & Subramanian (2022). O painel da esquerda mostra a região do céu estudada, com as cores indicando a densidade superficial de estrelas de cada região. Os polígonos destacam algumas regiões da galáxia: o empenamento na região sudoeste encontrado em Choi et al. (2018a) (azul), a região do braço espiral da GNM (preto) e o empenamento na região nordeste encontrado pelos autores (vermelho). O painel da direita mostra a distribuição das estrelas do AV, usando o mesmo sistema de coordenadas da Figura 11 e com a linha pontilhada mostrando a inclinação do plano da GNM, relativo ao novo ajuste feito por Saroon & Subramanian (2022).

do Gaia eDR3 (Brown et al., 2021; Prusti et al., 2016), em uma área ainda maior, de 380 graus². Os autores confirmaram a presença do empenamento observado por Choi et al. (2018a), bem como indícios de uma outra dobra, na região nordeste da Grande Nuvem, também se afastando de nós, com um desvio da ordem de 1,5 kpc do plano galáctico, como pode ser visto na Figura 12.

Embora a presença de uma contraparte do empenamento da região sudoeste do disco da GNM fosse prevista em simulações que consideram as encontros próximos com a Pequena Nuvem (Besla et al., 2012), as previsões eram de que ele estaria na direção oposta da PNM (isto é, o disco da GNM teria a forma de um S, ao invés de um U, como foi observado por Saroon & Subramanian, 2022). Como discutido pelos autores, empenamentos no formato de U são produzidos em galáxias através da combinação de encontros próximos com outros objetos massivos ou por múltiplas interações com uma galáxia satélite, de órbita excêntrica (Kim et al., 2014). Desta forma, a existência do segundo empenamento na região nordeste da GNM é importante para entender sua história de interações com a Pequena Nuvem.

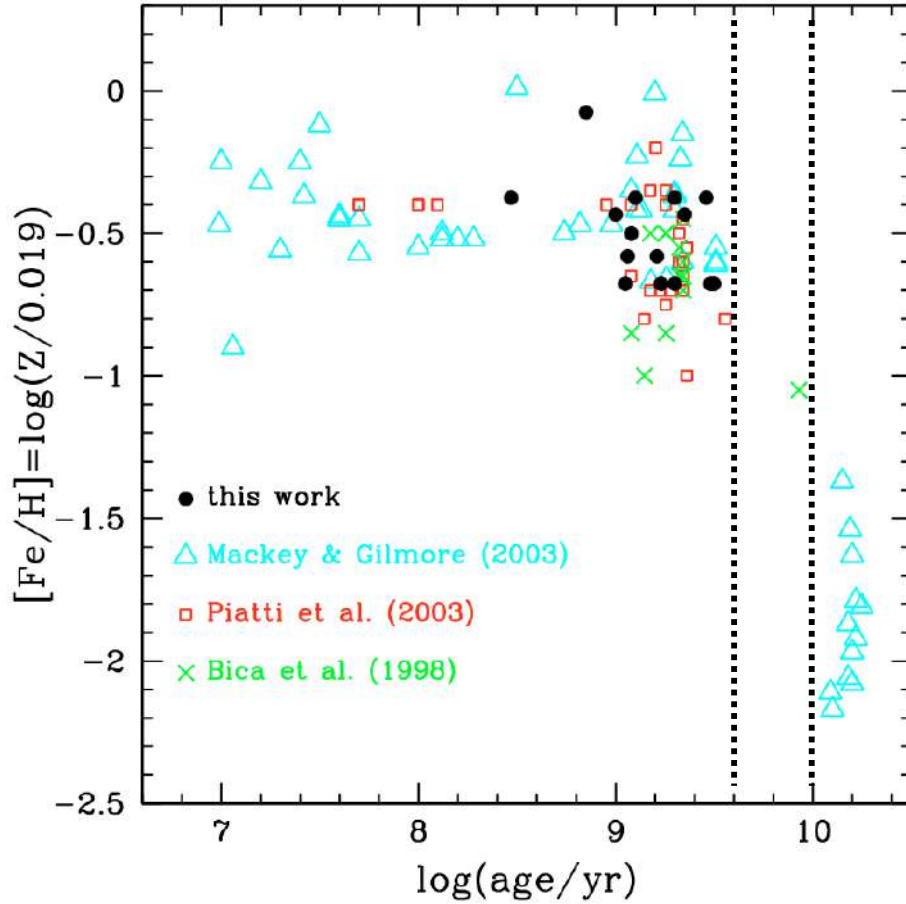


Figura 13 – Adaptação da Figura 22 de Kerber et al. (2007). Compilado das metalicidades (eixo vertical) e idades (eixo horizontal, em escala logarítmica) de dezenas de aglomerados da GNM, feita por Kerber et al. (2007) com dados dos próprios autores e de Bica et al. (1998); Mackey & Gilmore (2003); Piatti et al. (2003). As linhas pontilhadas (adicionadas à figura) indicam os limites da lacuna de idades, entre 4 e 10 Ga.

1.3.2 Relação idade metalicidade e lacuna de idade

Outra propriedade da GNM está na RIM de seus aglomerados que possuem a distinta característica de se dividirem em dois grupos: um de aglomerados jovens e mais ricos em metais (idades menores que ~ 4 Ga e metalicidades $-1 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim 0$) e outro de aglomerados mais velhos e pobres em metais (idades superiores a 10 Ga e metalicidades entre $-2.5 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1$). Entre eles, há um intervalo de cerca de 6 Ga onde pouquíssimos aglomerados são encontrados, no que é chamado de **lacuna de idade** (Jensen et al., 1988; Olszewski et al., 1991). Tal comportamento não é observado na PNM, sendo uma particularidade da Grande Nuvem. A Figura 13 contém uma compilação das idades e metalicidades de aglomerados da GNM feita por Kerber et al. (2007), onde podemos ver os dois grupos discutidos anteriormente.

Em termos da origem da lacuna, Bekki & Chiba (2005); Bekki et al. (2004) propuseram um modelo no qual a GNM se formou distante da VL e, inicialmente, experi-

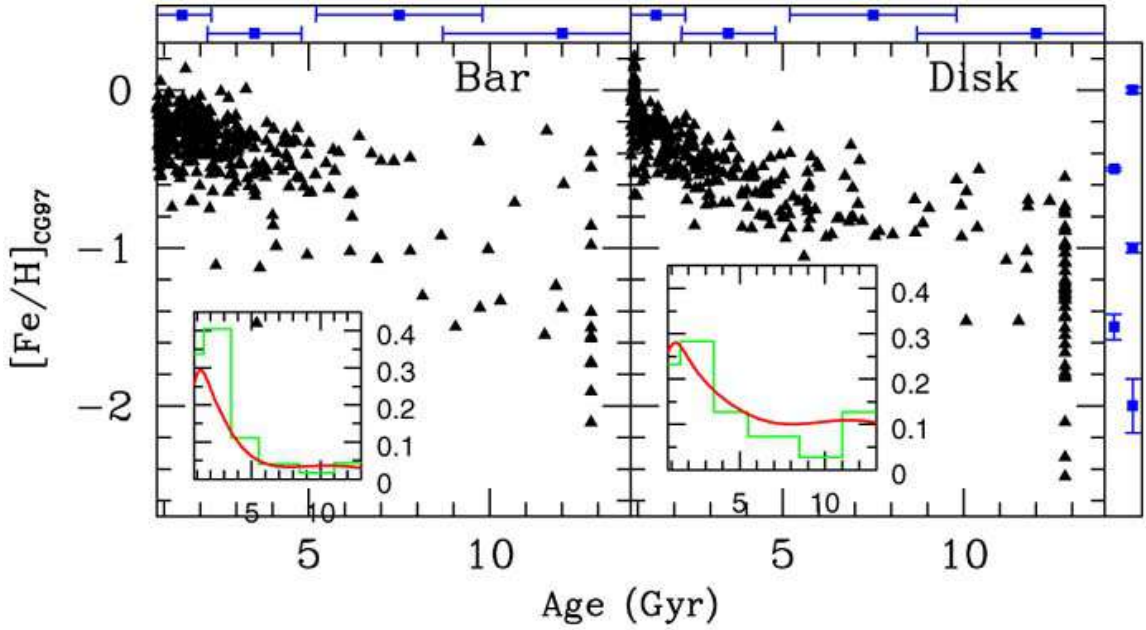


Figura 14 – Figura 13 de Carrera et al. (2008). RIM de estrelas de campo na região do disco e da barra da GNM. Os painéis menores, na direita e no topo dos gráficos, indicam as incertezas nas duas quantidades, enquanto os gráficos internos mostram a distribuição da idade levando em conta (linha contínua) ou não (histograma) as incertezas das medidas.

mentou um breve momento de formação estelar, que resultou no grupo de aglomerados velhos e massivos da galáxia. Em seguida, a GNM entrou em uma fase de formação estelar dormente, que se encerraria há ~ 3 Ga, quando ela se aproximou da PNM. As interações de maré entre as galáxias então promoveriam colisões de nuvens de gás da GNM, causando a retomada da formação estelar e, por consequência, de aglomerados de estrelas.

Este modelo explicaria a falta de aglomerados na lacuna. Estudos da história de formação estelar da GNM são consistentes com o cenário de um período quiescente no intervalo da lacuna de idades (Carrera et al., 2008; Harris & Zaritsky, 2009; Piatti & Geisler, 2012). Além disso, estudos comparativos com a história de formação estelar da PNM sugerem que a interação entre as duas galáxias é uma origem plausível para retomada da formação estelar na Grande Nuvem (Massana et al., 2022; Weisz et al., 2013).

Ainda assim, estes mesmos trabalhos mostram que há um número não desprezível de estrelas de campo com idades dentro do intervalo da lacuna. Como um exemplo, a Figura 14 mostra a RIM de estrelas de campo na barra e no disco da GNM, avaliada por Carrera et al. (2008), onde podemos ver a presença destes objetos em idades entre 4 e 10 Ga, ainda que, proporcionalmente, em menor número, se comparados às idades fora da lacuna. Isto levanta questionamentos quanto a formação estelar na GNM, uma vez que acredita-se que a maioria das estrelas de campo se formam em aglomerados que, ao longo de sua evolução, se desassociam deles (Lada & Lada, 2003).

A RIM de aglomerados também é uma ferramenta útil para se estudar o processo de evolução química das galáxias (ou regiões das galáxias) nas quais eles estão inseridos. Em síntese, há uma tendência natural de populações estelares mais jovens se formarem com uma maior composição de elementos mais pesados que o hélio (referidos genericamente como **metais**, no jargão astrofísico) devido ao enriquecimento do meio interestelar causado pela ejeção de material processado no interior de populações estelares mais velhas, nos estágios finais de sua evolução.

A eficiência deste processo de enriquecimento depende da própria natureza da formação e evolução estelar (e.g., a fração de estrelas que se formam com uma dada massa e, para cada massa, qual a contribuição esperada de metais quando a estrela atingir o fim da sua evolução) e também da eficiência de mistura de elementos no meio interestelar. Para além disso, é preciso considerar processos de ejeção de material de dentro da galáxia e acreção de material externo (por exemplo, via colisões e fusões com outras galáxias) que podem, até mesmo, causar uma redução do conteúdo metálico, como visto para a PNM em VISCACHA VIII. Uma discussão aprofundada sobre processos de evolução química em galáxias foge ao escopo deste texto e pode ser encontrada em livros dedicados como Matteucci (2012); Pagel (2009).

Pagel & Tautvaisiene (1998) apresentaram dois modelos para a evolução química das GNM: um presumindo uma taxa de formação estelar suave e outro, uma taxa com dois picos: um menor há 12 Ga e outro maior há 3 Ga. Harris & Zaritsky (2009) também apresentam um modelo, baseado em uma taxa de formação estelar empírica, inferida pelos autores a partir de fotometria de estrelas de campo na galáxia, obtida dos dados do levantamento MCPS (Zaritsky et al., 2002, 2004).

A partir da caracterização de aglomerados de estrelas, é possível comparar os diferentes modelos. A Figura 15 mostra os modelos citados anteriormente sobrepostos às idades e metalicidades de 113 aglomerados analisados por Narloch et al. (2022). O modelo de Pagel & Tautvaisiene (1998) com formação estelar em picos é exibido sob a legenda de “PT98; *bursting*” e vemos que ele melhor se aproxima da distribuição geral dos aglomerados estudados. Já o modelo de Pagel & Tautvaisiene (1998) com formação estelar suave aparece com a legenda de “PT98; *closed box*” e o de Harris & Zaritsky (2009) como “HZ09”.

A figura mostra também uma série de outras RIMs, avaliadas empiricamente usando estrelas de campo e aglomerados de estrelas, com as legendas C08a (Carrera et al., 2008), R12 (Rubele et al., 2012), PG 13 (Piatti & Geisler, 2012) e M14-0,1,2 (Meschin et al., 2013) a partir de análises estatísticas com estrelas de campos de diferentes regiões da GNM e P17 (Perren et al., 2017) com aglomerados de estrelas. É possível ver que há uma certa dispersão entre elas, especialmente nas idades próximas à lacuna. Tais discrepâncias são causadas pelas diferenças metodológicas entre trabalhos distintos e também pelo uso

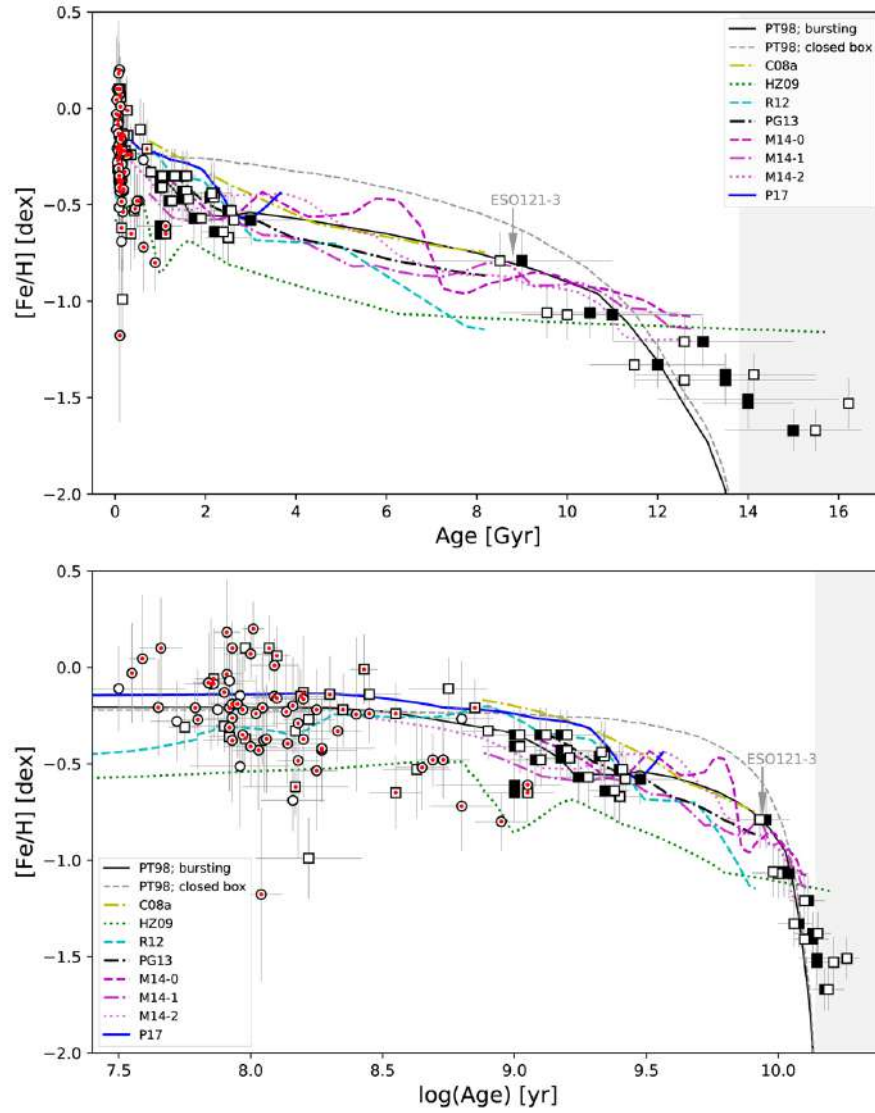


Figura 15 – Figura 6 de Narloch et al. (2022). RIM da GNM com idades em escala linear (topo) e logarítmica (baixo). Os pontos se referem a aglomerados analisados pelos autores. Os pontos abertos indicam aglomerados analisados com isócronas PARSEC+COLIBRI (Marigo et al., 2017), com quadrados indicando objetos com um grande número de estrelas para determinação confiável das metalicidades (a partir de relações empíricas com diferentes magnitudes e índices de cor empregadas no trabalho) e círculos aglomerados com de uma até quatro estrelas para tal análise. Quadrados escuros referem-se a aglomerados analisados com isócronas do Programa de Evolução Estelar de Dartmouth (Dotter et al., 2008) e círculos vermelhos indicam objetos com determinações inéditas de metalicidade. As linhas referem-se a diferentes RIMs obtidas da literatura, descritas ao longo do texto.

de amostras em posições diferentes na galáxia (como visto para a PNM, por exemplo, em VISCACHA VII, VISCACHA VIIeVISCACHA IX, a RIM de uma galáxia pode apresentar variações dependendo da regiões estudada). Além disso, há também a dificuldade de se impor vínculos à região da lacuna de idades pois, mesmo com estrelas de campo e, especialmente com aglomerados, há um menor número de objetos neste intervalo.

1.4 Objetivos

Os objetivos deste trabalho são usar as observações do levantamento VISCACHA para analisar aglomerados estelares na periferia da GNM. Em particular, busca-se determinar sua **idade, metalicidade e distância** pela técnica do ajuste de isócronas. Com base nestes resultados, propomos investigar:

1. A distribuição espacial dos aglomerados, em particular, se é possível encontrar correlações com os empenamentos do disco galáctico observados nas regiões sudoeste e nordeste;
2. A relação idade-metalicidade dos aglomerados na periferia da GNM, verificando se ela é homogênea ao longo desta região;
3. A presença (e frequência) de aglomerados da lacuna da idade na periferia da GNM.

Para tal, usaremos dados fotométricos de 86 aglomerados observados pelo levantamento desde 2015. A Figura 16 mostra a posição destes objetos na galáxia, sendo possível ver que eles cobrem toda a periferia da GNM.

No Capítulo 2, descreveremos mais sobre as observações, fotometria e o processo de gerar DCM para os aglomerados. No Capítulo 3, trataremos da metodologia de ajuste de isócronas. No Capítulo, 4 apresentaremos os resultados relacionados à estrutura e RIM da periferia da GNM através de seus aglomerados e, no Capítulo 5 discutiremos a lacuna de idades. Por fim, conclusões e perspectivas serão traçadas no Capítulo 6.

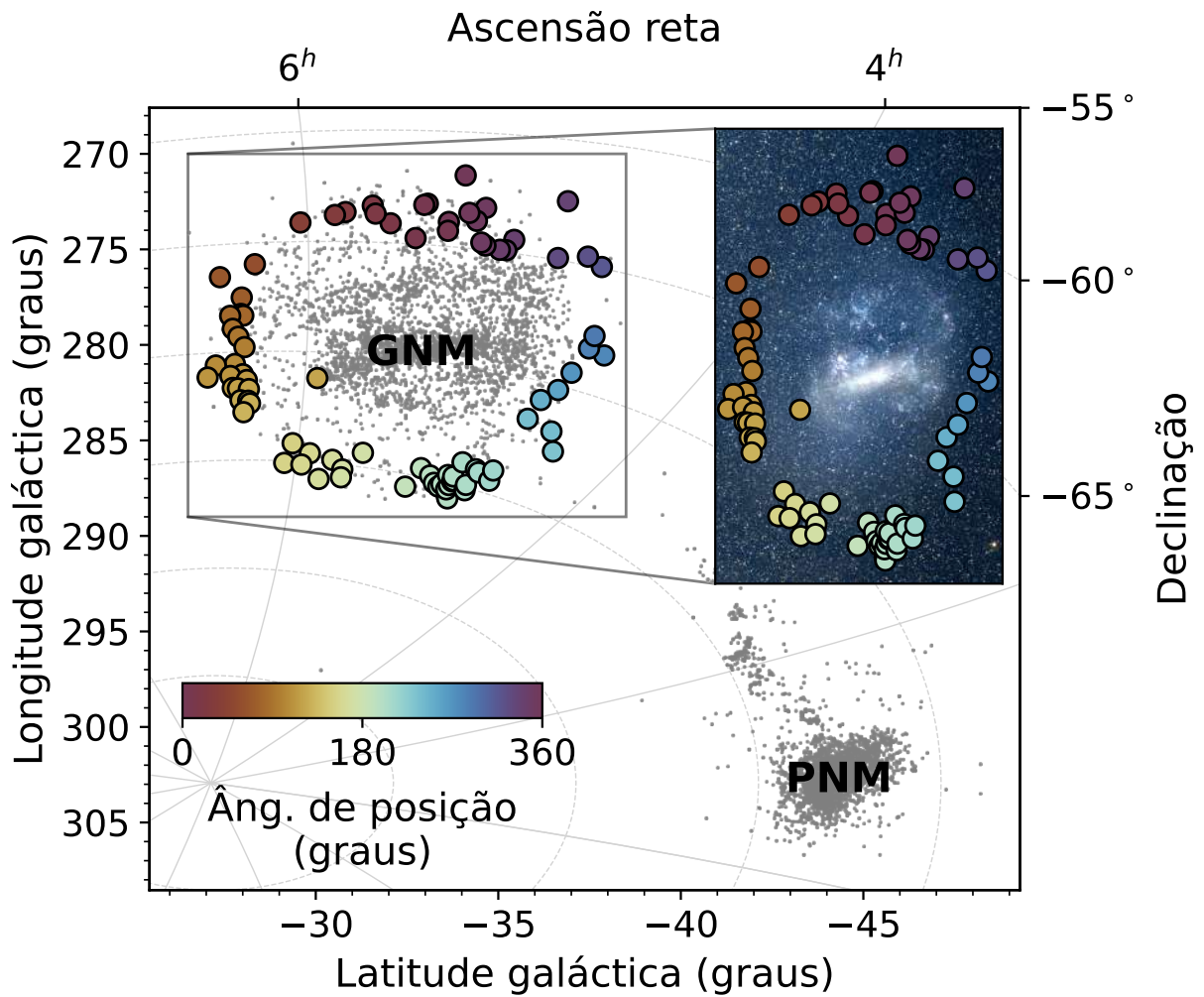


Figura 16 – Coordenadas de aglomerados nas NMs. Os pontos cinza correspondem a objetos estendidos catalogados por Bica et al. (2008) e os círculos coloridos indicam os 86 aglomerados analisados neste trabalho (com as cores representando seu ângulo de posição, relativo ao centro da GNM). O painel interno mostra uma imagem composta de filtros com comprimento de onda na faixa do visível, correspondente à região dentro do retângulo no painel externo (crédito: Alex Mellinger; Mellinger, 2009).

2 Diagramas cor-magnitude dos aglomerados da Grande Nuvem de Magalhães

O principal material de estudo nesta tese serão os DCMs dos aglomerados da GNM, obtidos pelo levantamento VISCACHA, formados pelas magnitudes na banda V e índices de cor $V - I$ das suas respectivas estrelas. Para se construir tais diagramas, é necessário observar os aglomerados, realizar o processamento das imagens, a fotometria e sua calibração de modo a obter as magnitudes em cada banda e, por fim, remover a contribuição das estrelas de campo. Neste capítulo, descreveremos cada um destes procedimentos, que estão detalhados em VISCACHA I.

2.1 Observações

Como mencionado no capítulo anterior, as observações fotométricas do levantamento VISCACHA são realizadas no telescópio SOAR, usando preferencialmente o instrumento SAM, pois seu sistema de óptica adaptativa permite aprimorar a resolução das imagens a partir da atenuação das distorções causadas pela atmosfera. O SAM utiliza um CCD¹, denominado SAMI (*SAM Imager*²) com 4.096×4.096 pixels² e um campo de visão de $3,1 \times 3,1$ minutos de arco². As observações do VISCACHA empregam uma binagem de 2×2 o que implica em uma redução das dimensões efetivas das imagens para 2.048×2.048 pixels² e um fator de escala de 91 milissegundos de arco por pixel (Tokovinin et al., 2016).

O SAM emprega um sistema de óptica adaptativa de camada superficial³, o que significa que ele busca avaliar e corrigir as distorções causadas pela turbulência atmosférica em altitudes mais baixas (especificamente, até 7 km de altitude). Detalhes sobre este sistema podem ser encontrados em Tokovinin et al. (2016).

Em suma, um laser é empregado para emitir pulsos de ultravioleta na direção do apontamento do telescópio. Os fótons são espalhados pela atmosfera e aqueles refletidos em uma altitude de 7 km, são focados em um detector dedicado. A partir da análise das frentes de onda, um espelho deformável é manipulado de forma a corrigir distorções produzidas pela atmosfera (até essa altitude), produzindo uma resolução melhor nas imagens.

Para cada aglomerado observado pelo levantamento são tomadas exposições curtas (em geral, duas de 30 s) nos filtros B , V e I para evitar a saturação das estrelas mais brilhantes nas imagens, bem como exposições longas nos filtros V e I , com o objetivo de

¹ *Charged coupled device*. Tradução livre: dispositivo de carga acoplada.

² tradução livre: imageador do SAM

³ Conhecido pelo jargão, em inglês, *ground-layer adaptive optics* (GLAO).

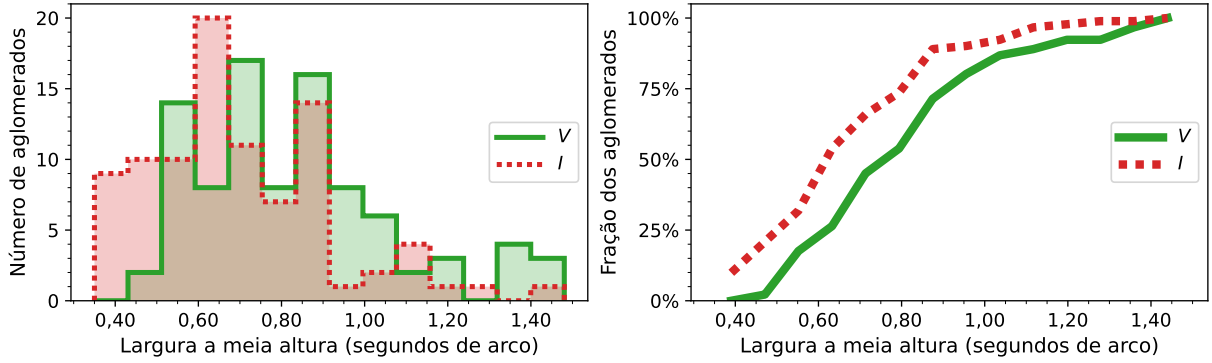


Figura 17 – O painel da esquerda mostra um histograma com a distribuição da largura a meia altura obtida nas exposições longas das observações do levantamento VISCACHA para os aglomerados discutidos nesta tese. Já o painel da direita mostra a distribuição cumulativa desta mesma quantidade.

se observar estrelas com magnitude $V \sim 24$ com uma razão sinal-ruído da ordem de 10 (VISCACHA I). Na banda V , são tomadas, em média, três exposições de 375 ou 400 s e, na banda I , três exposições de 560 ou 600 s. Exposições longas no filtro B , em geral, não são tomadas pois, nesta banda, não só as correções produzidas pelo sistema de óptica adaptativa são piores, como há contaminação de luz ultravioleta do laser espalhada pela atmosfera nas imagens, como descrito na página oficial do instrumento (acesso em 3 de junho de 2025).

A Tabela 3, no Apêndice A, contém as coordenadas e dados das observações de todos os aglomerados discutidos nesta tese. Nela, podem ser encontrados os tempos de exposição, além das datas de observação, massas de ar e larguras a meia altura dos perfis estelares obtidos nas imagens. Os primeiros cinco objetos pertencem à PNM e foram usados no processo de validação da metodologia de ajuste de isócronas, descrita no próximo capítulo. Os demais são aglomerados da GNM caracterizados como parte dos objetivos desta tese.

As observações ocorrem, mais frequentemente, nos meses de novembro e dezembro, período no qual é possível observar, em uma mesma noite, a culminação de ambas as NMs. Alguns aglomerados também foram observados em janeiro e fevereiro, além de, excepcionalmente, em setembro e outubro. Já a massa de ar média, que mede a espessura relativa da atmosfera na direção do alvo, em relação a espessura no zênite, é de $1,40 \pm 0,12$.

A Figura 17 mostra a distribuição das larguras a meia altura obtidas nas imagens de exposição longa. É possível notar que a resolução na banda I é, na média, melhor que na banda V , o que é esperado, dado que comprimentos de onda maior são menos afetados pela difração da luz e pelo espalhamento atmosférico sendo, portanto menos distorcidos. Concretamente, aproximadamente 50% das observações na banda I ocorrem com largura a meia altura $\lesssim 0,6''$. Este número sobe para $\lesssim 0,8''$ na banda V .

2.2 Tratamento das imagens e fotometria

Após a coleta das imagens, é necessário tratá-las, de modo a remover efeitos instrumentais. Em seguida, faz-se a fotometria, para se medir as magnitudes das estrelas observadas. Estas magnitudes, contudo, são ditas instrumentais, pois dependem também das atenuações atmosféricas, das perdas de fótons nas componentes do telescópio e da conversão do sinal analógico do CCD em um sinal digital. É, portanto, necessário calibrá-las, para, enfim, obter valores representativos dos fluxos das estrelas. Todo este processo é detalhado em VISCACHA I e feito de modo centralizado dentro da colaboração VISCACHA, de modo a manter a homogeneidade dos dados. Nesta seção, resumiremos os procedimentos adotados.

O tratamento das imagens é feito com a ferramenta **IRAF** (Tody, 1986). Primeiro, o pacote CCDRED é usado para subtrair as imagens de *bias* e realizar as divisões das imagens de *flat*. Em seguida, raios cósmicos são subtraídos utilizando o pacote CRUTIL. Correções astrométricas são aplicadas usando o pacote IMCOORDS, onde compara-se a posição das estrelas na imagem com diversos catálogos como o 2MASS (Skrutskie et al., 2006), GSC-2.3 (Spagna et al., 2006), MCPS (Zaritsky et al., 2002, 2004) e *Gaia eDR3* (Brown et al., 2021; Prusti et al., 2016). As exposições curtas e longas são, então, combinadas (separadamente) empregando o pacote IMMATCH.

Para determinar as magnitudes instrumentais, usa-se uma versão adaptada do programa **STARFINDER** (Diolaiti et al., 2000), na linguagem IDL. O programa extrai uma função que reproduz o perfil da distribuição de brilho das estrelas e faz uma correlação cruzada com os perfis estelares na imagem. Ao ajustar os perfis do brilho de uma dada estrela, extrai-se o número total de contagens correspondentes, que é proporcional ao seu fluxo. Este número, normalizado pelo tempo de exposição da imagem, é usado para avaliar a magnitude instrumental da estrela.

Para a calibração das magnitudes instrumentais, campos de estrelas cujas magnitudes são conhecidas (denominados campos padrões; de Stetson, 2000) são observados em duas exposições de 30 segundos, nas bandas *V* e *I*, em diversas massas de ar ao longo da noite. Os campos são usados para definir coeficientes que permitem transformar as medidas instrumentais em valores calibrados.

O primeiro passo é avaliar os coeficientes de atenuação atmosférica. Sejam $V_{i,\text{padrão}}$ ($I_{i,\text{padrão}}$) a magnitude instrumental de uma estrela do campo de padrão, $V_{\text{padrão}}$ ($I_{\text{padrão}}$) a sua magnitude real na banda *V* (*I*) e X a massa de ar quando a imagem foi tomada. É possível descrever o efeito da atenuação atmosférica como:

$$\begin{aligned} V_{i,\text{padrão}}(X) - V_{\text{padrão}} &= e_V \cdot X + \text{cte}_V, \\ I_{i,\text{padrão}}(X) - I_{\text{padrão}} &= e_I \cdot X + \text{cte}_I. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Sendo $e_{V,I}$ o coeficiente de extinção atmosférica de cada banda e $\text{cte}_{V,I}$ duas constantes

cujos valores não são relevantes na calibração. Usando os valores conhecidos de $V_{i,\text{padrão}}$, $I_{i,\text{padrão}}$, $V_{\text{padrão}}$, $I_{\text{padrão}}$ e as massas de ar correspondentes a cada imagem é possível, por meio de um ajuste linear, determinar $e_{V,I}$.

A partir daí, é possível avaliar as magnitudes instrumentais extra-atmosféricas para as estrelas dos campos padrões, isto é, as magnitudes que as estrelas teriam caso não houvesse extinção atmosférica, denominadas $V'_{i,\text{padrão}}$ e $I'_{i,\text{padrão}}$:

$$\begin{aligned} V'_{i,\text{padrão}} &= V_{i,\text{padrão}} - e_V X(V), \\ I'_{i,\text{padrão}} &= I_{i,\text{padrão}} - e_I X(I). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Na prática, estas magnitudes ainda são afetadas por efeitos instrumentais e, desta forma, mesmo após o ajuste, $V'_{i,\text{padrão}} \neq V_{\text{padrão}}$ e $I'_{i,\text{padrão}} \neq I_{\text{padrão}}$.

Tais diferenças podem ser expressas através de coeficientes de transformação $c_{V,V-I}$ e de ponto zero $z_{V,V-I}$:

$$\begin{aligned} V'_{i,\text{padrão}} - V_{\text{padrão}} &= z_V + c_V (V_{\text{padrão}} - I_{\text{padrão}}), \\ V'_{i,\text{padrão}} - I'_{i,\text{padrão}} - (V_{\text{padrão}} - I_{\text{padrão}}) &= z_{V-I} + c_{V-I} (V_{\text{padrão}} - I_{\text{padrão}}). \end{aligned} \quad (2.3)$$

Novamente, usando os valores de $V_{\text{padrão}}$ e $I_{\text{padrão}}$ (catalogados), bem como de $V'_{i,\text{padrão}}$ e $I'_{i,\text{padrão}}$ (determinados anteriormente) é possível ajustar os coeficientes $c_{V,V-I}$ e $z_{V,V-I}$.

Uma vez determinados os coeficientes para as estrelas padrões, é possível aplicar as mesmas correções para calibrar as magnitudes das estrelas dos aglomerados, transformando os seus valores instrumentais V_i e I_i em valores físicos V e I usando:

$$\begin{aligned} V_i - e_V \cdot X(V) - z_V &= V + c_V (V - I), \\ (V_i - I_i) - e_V X(V) + e_I X(I) - z_{V-I} &= c_V V + (1 + c_{V-I})(V - I). \end{aligned} \quad (2.4)$$

As equações anteriores são, simplesmente, uma combinação das Equações 2.2 e 2.3 aplicadas à V_i e I_i . Resolvendo a Equação 2.4 para V e I , obtemos, enfim, os valores calibrados para as magnitudes das estrelas observadas.

As incertezas sobre as magnitudes são avaliadas propagando as incertezas dos coeficientes de $e_{V,I}$, $c_{V,V-I}$ e $z_{V,V-I}$ (obtidas pelos erros nos ajustes feitos com as Equações 2.1 e 2.3), bem como a incerteza intrínseca relacionada à contagem de fótons, obtida no processo de ajuste dos perfis de brilho das estrelas. Em geral, a contribuição oriunda da calibração é mais relevante nas fontes mais brilhantes ($V \lesssim 19.5$), enquanto os erros nas estrelas mais fracas são dominados pela contagem de fótons e pelo ruído de fundo (ver Figura 7 de VISCACHA I).

Em suma, como exemplificado para o aglomerado LW 459 na Figura 18, ao final de todo este processo, é possível extrair das imagens, que expressam os fluxos das estrelas na forma de contagens (em unidades digitais) e suas posições como coordenadas de píxeis, as suas coordenadas na esfera celeste e suas respectivas magnitudes nas bandas V e I , com os erros correspondentes.

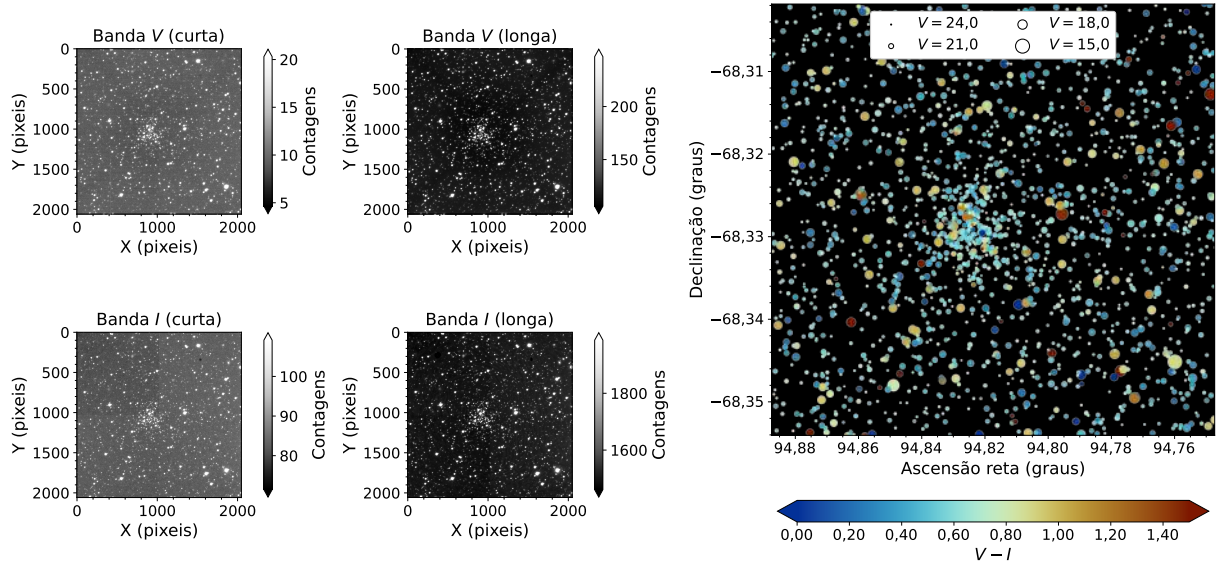


Figura 18 – Os painéis da esquerda mostram as imagens das bandas V e I nas exposições curtas e longas, combinadas e corrigidas de *bias* e *flat* para o aglomerado da GNM, LW 459. O painel da direita mostra as posições na esfera celeste das estrelas, com os tamanhos dos pontos indicando sua magnitude na banda V e com as cores indicando seu índice de cor $V - I$.

2.3 Descontaminação

Ao observarmos um aglomerado, inevitavelmente, estaremos observando também as estrelas de campo que ocupam a mesma região do céu. Assim, para que possamos analisar o DCM das estrelas de um aglomerado, após o processo do tratamento das imagens e fotometria é necessário, ainda, separar aquelas que pertencem ou não a ele, em um processo conhecido como **descontaminação**.

Para aglomerados da Galáxia é comum o uso de métodos baseados na astrometria (movimentos próprios e paralaxe) e/ou espectroscopia (velocidades radiais e metalicidade) para avaliar a probabilidade de que uma dada estrela pertença a um aglomerado (ver, por exemplo, Angelo et al., 2019; Cantat-Gaudin et al., 2018; de Souza Angelo et al., 2017). Para aglomerados distantes, como os das NMs, contudo, informações desta natureza não estão disponíveis para a maioria das estrelas, tornando este tipo de abordagem inviável.

Assim, para a descontaminação dos aglomerados analisados nesta tese, usaremos o método fotométrico introduzido por Maia et al. (2010, e amplamente usado em trabalhos anteriores da colaboração VISCACHA, como VISCACHA I, VISCACHA III, VISCACHA IV, VISCACHA V, VISCACHA VII, VISCACHA VIII e VISCACHA IX).

A ideia básica do método é separar a região observada em duas: uma, interna, onde há uma quantidade considerável de estrelas do aglomerado e outra, externa, na qual esperamos haver majoritariamente (ou, preferencialmente, apenas) estrelas de campo. A partir daí, busca-se avaliar probabilidades de pertencimento a partir do excesso de

densidade de estrelas no DCM da região do aglomerado em relação ao DCM da região de campo, bem como da sua distância ao centro do aglomerado.

A premissa é que, se as estrelas de campo estão distribuídas homoganeamente pelo céu, qualquer excesso de densidade observado no DCM da região que contém o aglomerado será causado pela presença das suas estrelas. Além disso, para duas estrelas com magnitudes e cores semelhantes, é mais provável que aquela que esteja mais próxima do centro do aglomerado pertença a ele.

Para definir as regiões interna e externa usamos círculos centrados nas coordenadas centrais dos aglomerados (mostradas na Tabela 3, no Apêndice A). Para os aglomerados descontaminados na presente tese, os raios foram estabelecidos visualmente, com base na distribuição da densidade de estrelas, com exceção do aglomerado SL 2, para o qual critérios baseados no seu perfil de densidade radial de estrelas foram usados, como será discutido no Capítulo 5.

O painel esquerdo da Figura 19 mostra a posição das estrelas observadas na região do aglomerado LW 459 (o mesmo mostrado na Figura 18). Para este objeto, definimos a região do aglomerado como todas as estrelas dentro de 40" do centro do aglomerado, onde há a maior densidade de estrelas. A região do campo corresponde às estrelas externas a 80" do centro, região onde a densidade é mais baixa e homogênea. Entre as duas regiões há um intervalo de estrelas que não são usadas na descontaminação. Estes objetos são descartados pois, para um melhor resultado do método, é útil maximizar o número relativo de estrelas do aglomerado e do campo nas regiões interna e externa, respectivamente.

Uma vez definidas as regiões, constroem-se seus respectivos DCMs. Os painéis centrais da Figura 19 mostram os DCMs das duas regiões para o LW 459, sendo possível ver que elas são semelhantes, com a região externa possuindo algumas estrelas mais distantes da distribuição média. Ambos os diagramas são, então, segmentados em células de posições e larguras fixas, de modo que haja uma correspondência direta entre cada célula do DCM da região de campo e do da região do aglomerado. O tamanho das células correspondem a 5% da mediana do desvio padrão dos valores de $V - I$ e V das estrelas na região interna.

A partir daí, calcula-se a probabilidade de pertencimento de cada célula $p(V, V - I)$ pela equação:

$$p(V, V - I) = \max \left(\frac{N_{\text{agl}} - N_{\text{cam}} \cdot \frac{A_{\text{agl}}}{A_{\text{cam}}}}{N_{\text{agl}}}, 0 \right), \quad (2.5)$$

sendo N_{agl} o número de estrelas na célula $(V, V - I)$ da região do aglomerado, N_{cam} o número de estrelas na célula correspondente na região de campo e A_{agl} e A_{cam} as áreas das duas regiões. O termo $N_{\text{cam}} \cdot \frac{A_{\text{agl}}}{A_{\text{cam}}}$ corresponde ao número esperado de estrelas de campo, em uma dada célula de cor e magnitude, para uma área igual a da região do aglomerado.

Da equação anterior é possível notar que todas as estrelas de uma dada célula

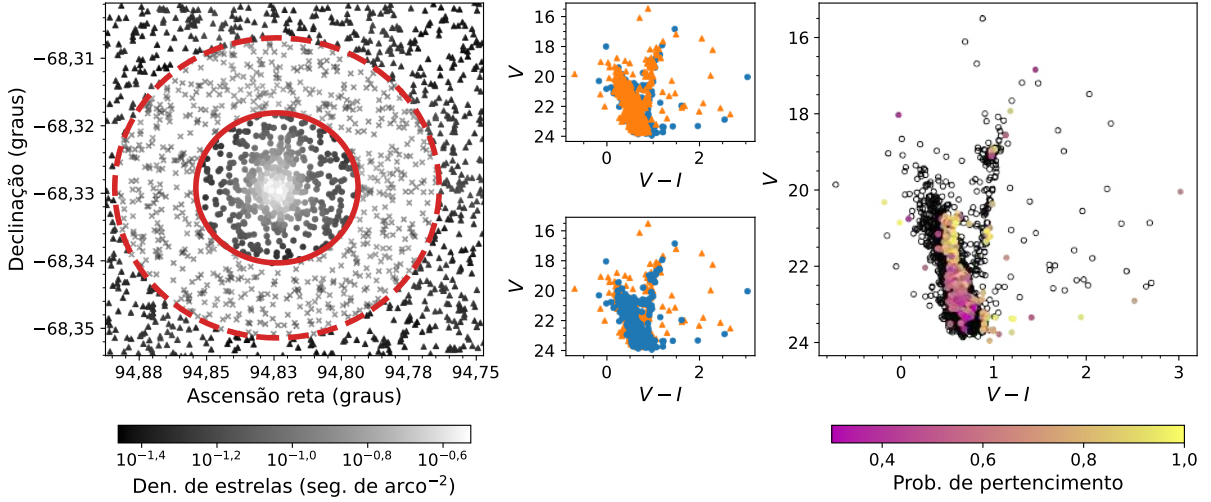


Figura 19 – O painel da esquerda mostra das posições das estrelas observadas no campo de visão do aglomerado LW 459, com os tons de cinza indicando a densidade de estrelas na região. Símbolos diferentes indicam as regiões definidas para o processo de descontaminação: círculos correspondem às estrelas na região do aglomerado (internas ao círculo vermelho contínuo) e triângulos, aquelas da região de campo (externas ao círculo pontilhado). Os símbolos “x” são estrelas entre as duas regiões, não usadas na descontaminação. Os painéis centrais mostram os DCMs das estrelas de cada região sobrepostos, com os mesmos símbolos do painel anterior. O painel da direita mostra o DCM descontaminado da região interna. Pontos coloridos e preenchidos correspondem à estrelas consideradas membras do aglomerado, com as cores representando suas probabilidades de pertencimento. Pontos pretos vazios indicam estrelas excluídas como sendo do campo, como parte do processo de descontaminação.

recebem a mesma probabilidade de pertencimento. No entanto, somente as $N_{\text{agl}} - N_{\text{cam}} \cdot \frac{A_{\text{agl}}}{A_{\text{cam}}}$ mais próximas do centro do aglomerado são consideradas membro. Assim, suponha que, para uma dada célula, haja 8 estrelas na região do aglomerado e 5 na região do campo (considerando a correção de área). As três estrelas mais próximas do centro são consideradas membro, com probabilidade de pertencimento de 37,5%, enquanto as cinco mais distantes são excluídas como campo. Adicionalmente, sempre que a região de campo possuir mais estrelas que a região do aglomerado, todas as estrelas recebem uma probabilidade de pertencimento nula.

Para deixar o processo mais robusto, e remover potenciais artefatos da escolha da posição e largura das células, os passos anteriores são feitos iterativamente, com o tamanho das células sendo variado de um terço para mais e para menos do tamanho original e suas posições sendo deslocadas em ambas as direções pelo mesmo fator, levando à avaliação de 81 probabilidades de pertencimento. A probabilidade final para uma dada estrela é, então, a média das probabilidades de pertencimento calculadas em cada iteração.

Além disso, é possível excluir manualmente estrelas, considerando-as de campo, baseado em critérios estatísticos sobre o conjunto das iterações. Especificamente, é possível

excluir estrelas cujo(a):

- fração de vezes em todas as iterações nas quais foi excluída por não estar próxima o bastante do centro do aglomerado é maior que um certo limite;
- menor valor de probabilidade de pertencimento entre todas as iterações é menor que um certo limite;
- maior valor de probabilidade de pertencimento entre todas as iterações é menor que um certo limite;
- desvio padrão das probabilidades de pertencimento de todas as iterações é maior que um certo limite.

Tais limites são, também, definidos visualmente de modo a produzir uma melhor descontaminação do DCM e obter um número razoável de estrelas membras: considerando que todas as estrelas na região externa pertencem ao campo, o número de estrelas excluídas na região interna deve ser, aproximadamente, igual ao número de estrelas na região externa, renormalizado pela área das duas regiões.

O painel direito da Figura 19 mostra o DCM descontaminado para o aglomerado LW 459, indicando as estrelas consideradas membras (e suas respectivas probabilidades de pertencimento) e as estrelas excluídas como parte do campo. É possível ver como o processo de descontaminação é essencial para se definir o limite superior da sequência principal do aglomerado, bem como a posição do seu ramo de subgigantes e limite inferior do ramo das gigantes vermelhas.

A Tabela 4 no Apêndice A contém os valores usados para os raios das regiões interna e externa, os limites aplicados para a exclusão de estrelas e o números finais de estrelas consideradas membras e excluídas (na região interna) e de campo (na região externa, sem incluir e incluindo a renormalização para a área da região interna). A Figura 20 exhibe a distribuição destes parâmetros. Note que mais da metade dos aglomerados analisados nesta tese possui 200 estrelas membras ou menos.

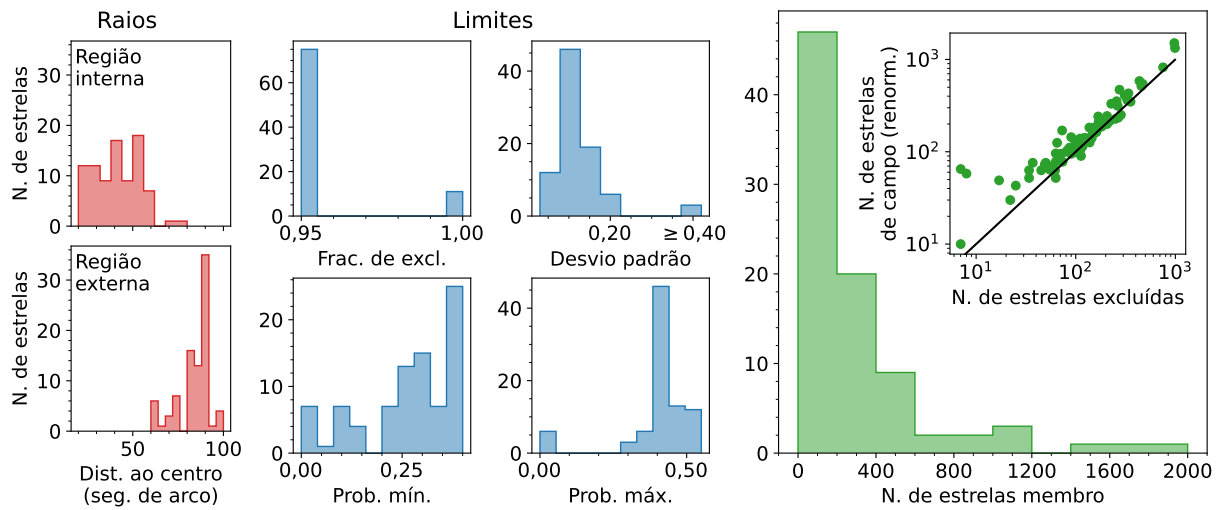


Figura 20 – Os painéis da esquerda mostram a distribuição dos raios das regiões do aglomerado e de campo usados no processo de descontaminação dos aglomerados da GNM. Os painéis centrais contêm as distribuições dos limites estatísticos usados para a exclusão adicional de estrelas de campo. O painel da direita mostra a distribuição do número de estrelas consideradas membro para cada aglomerado, com o painel interno exibindo uma comparação entre o número de estrelas excluídas e o de estrelas de campo, renormalizado para área da região do aglomerado. A linha preta indica a posição na qual os dois números são idênticos.

3 Ajuste de isócronas e o código SIESTA

Uma vez obtidos os DCMs descontaminados das estrelas dos aglomerados, é possível realizar o ajuste de isócronas de modo a determinar suas idades, metalicidades, distâncias e excessos de cor. Para tanto, é comum na literatura científica encontrar trabalhos nos quais o espaço de parâmetros é explorado visualmente, até que se encontre uma boa correspondência entre modelos e observações (Bonatto & Bica, 2007; Ferreira et al., 2019; Ortolani et al., 2005, VISCACHA VIII). Embora bons ajustes possam ser obtidos com este tipo de abordagem, ela leva, inevitavelmente, ao uso de critérios subjetivos para se definir os melhores parâmetros e suas incertezas correspondentes.

Para mitigar tal subjetividade, diversos trabalhos empregam **métodos estatísticos de ajuste de isócronas** de modo a explorar o espaço de parâmetros iterativamente e fazer uma comparação matemática entre os modelos e as observações. Exemplos de iniciativas nestes sentido são os códigos **ASteCA** (Perren et al., 2015), **isochrones** (Morton, 2015), **BASE-9** (Robinson et al., 2016), **fitCMD** (Bonatto, 2019), **SIRIUS** (Souza et al., 2020).

Outra inovação dos métodos tradicionais de ajuste de isócronas é o uso de **DCMs sintéticos** para a caracterização dos aglomerados (Bertelli et al., 2003; Gallart et al., 1999; Kerber et al., 2002, 2007; Woo et al., 2003). Para produzi-los, outras condicionantes são simuladas sobre as isócronas, de modo a produzir uma predição mais realista da distribuição das estrelas de um aglomerado no DCM, como será discutido mais a frente. Todos os códigos mencionados anteriormente empregam DCMs sintéticos em alguma medida no seu funcionamento.

Para produzir uma análise robusta dos aglomerados da GNM estudados nesta tese, alinhada com os trabalhos citados anteriormente, buscamos desenvolver uma metodologia estatística de ajuste de DCMs sintéticos aos dados descontaminados. Tal iniciativa resultou no **código SIESTA** (acrônimo, em inglês, para *Statistical matchIng between rEal and Synthetic STellar populAtions*¹).

Além do seu uso nesta tese, o código foi disponibilizado publicamente na plataforma GitHub², e permite uma escolha flexível de sistema fotométrico e de modelos de evolução estelar. Um artigo científico descrevendo seu funcionamento e validação foi publicado na *Montly Notices of the Royal Astronomical Society* em Ferreira et al. (2024, daqui para frente, VISCACHA XI), sendo a primeira publicação em uma revista revisada por pares derivada do trabalho apresentado na presente tese. Neste capítulo, descreveremos o funcionamento e os recursos do código **SIESTA**. Além disso, o Apêndice C mostra uma

¹ Tradução livre: correspondência estatística entre populações estelares reais e sintéticas.

² <https://github.com/Bereira/SIESTA/>, acesso em 3 de junho de 2025.

série de testes feitos usando a ferramenta, para a sua validação.

3.1 Princípios básicos

A metodologia de ajuste de DCMs sintéticos empregada no código SIESTA se baseia em três elementos principais. O primeiro é a maneira como DCMs sintéticos são simulados sobre uma isócrona com uma certa idade, metalicidade, distância e excesso de cor, de modo a gerar uma distribuição de cores e magnitudes mais realista. O segundo, diz respeito a como as simulações são comparadas com os dados observacionais, i.e., o DCM descontaminado do aglomerado. Por fim, é preciso definir como o espaço de parâmetros é explorado, de modo a se testar diferentes combinações de parâmetros e avaliar quais são mais representativas do aglomerado. Nesta seção, discutiremos cada uma destas etapas.

3.1.1 Diagramas cor-magnitude sintéticos

Para produzir DCMs sintéticos realistas da distribuição de uma população estelar simples, o código SIESTA usa, como ponto de partida, uma isócrona cujas cores e magnitudes são definidas por um dado valor de idade, metalicidade, distância e excesso de cor (além da própria escolha do modelo de evolução estelar). Em seguida, magnitudes sintéticas são simuladas em um processo de quatro etapas.

A primeira, consiste em amostrar, de maneira realista, um conjunto de massas iniciais para as estrelas artificiais. Para isto, usamos como função de densidade de probabilidade a **função de massa inicial** (FMI) de Kroupa (2001):

$$\Xi(m_i) \equiv \frac{dN}{dm_i} \propto \begin{cases} m_i^{-0,3} & , \quad 0,01 \leq m_i/\mathcal{M}_\odot < 0,08; \\ m_i^{-1,3} & , \quad 0,08 \leq m_i/\mathcal{M}_\odot < 0,50; \\ m_i^{-2,3} & , \quad m_i/\mathcal{M}_\odot > 0,5. \end{cases} \quad (3.1)$$

A função de massa inicial $\Xi(m_i)$ corresponde à distribuição do número de estrelas que se formam em um dado aglomerado com massa inicial m_i , de modo que o número de estrelas com massa inicial entre m_i e $m_i + dm_i$ é $N = \Xi(m_i)dm_i$. Embora existam diversos trabalhos que debatam a universalidade da FMI, bem como diversas formulações para $\Xi(m_i)$, para a maioria dos aglomerados (em particular nas NMs e na VL), a Equação 3.1 reproduz, de maneira razoável, a distribuição inicial da massa das estrelas (Bastian et al., 2010).

Assim, para produzir uma distribuição realista de estrelas, usa-se a Equação 3.1 para produzir, aleatoriamente, um conjunto de massas iniciais. Em seguida, interpola-se, nas isócronas, as magnitudes esperadas para estes valores. A Figura 21 ilustra este processo para isócronas de diferentes idades.

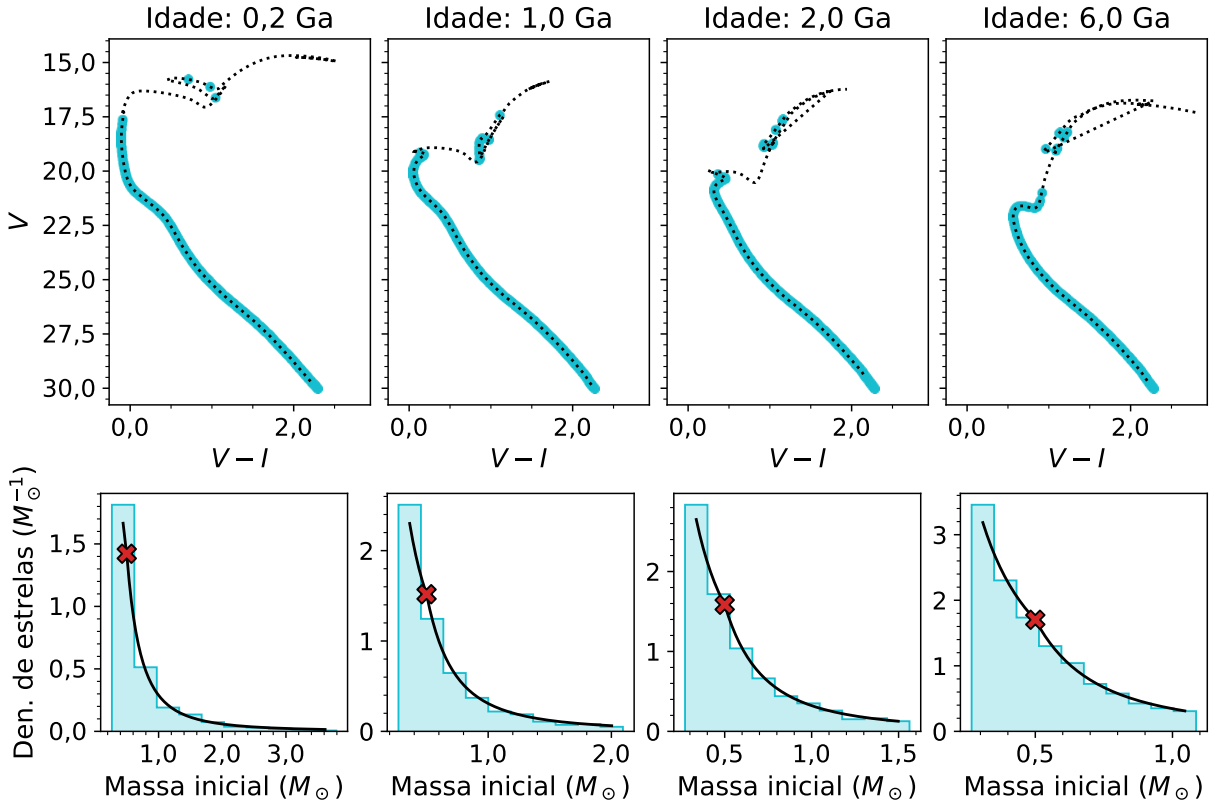


Figura 21 – Nos painéis superiores, são mostrados DCMs com isócronas (linha pontilhada preta) de diferentes idades e metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$ com magnitudes considerando uma distância de 50 kpc e nenhuma extinção. Os pontos azuis correspondem às cores e magnitudes de 2500 estrelas artificiais cujas massas iniciais foram interpoladas usando a FMI de Kroupa (2001), como discutido no texto. A parte inferior mostra, como histogramas azuis, a distribuição das massas iniciais amostradas com a linha preta indicando a FMI (Equação 3.1, normalizada). O “x” vermelho indica o ponto em que a FMI muda de comportamento, em $0.5 M_{\odot}$.

É possível observar que as estrelas artificiais amostradas tendem a se concentrar em regiões do DCM correspondentes a estágios mais estáveis da evolução estelar (e.g., sequência principal e AV). Já estágios de evolução mais rápida (como o ramo das subgigantes e das gigantes vermelhas) são, proporcionalmente, menos ocupados.

Na prática, para gerar um conjunto de massas que sigam a FMI de Kroupa (2001), o código SIESTA usa, primeiro, um gerador de números pseudoaleatórios para uma função uniforme entre 0 e 1 e depois os mapeia para uma versão devidamente normalizada da Equação 3.1. As massas também são geradas em um intervalo controlado cujo limite inferior corresponde à maior magnitude até onde se deseje simular os dados e o limite superior, à própria massa máxima disponível na isócrona. Os detalhes deste mapeamento são discutidos na Seção B.1 do Apêndice B.

O passo seguinte na geração de DCMs sintéticos consiste na simulação de sistemas binários não resolvidos. Na prática, quando observamos qualquer aglomerado, uma parcela

significativa das suas “estrelas” são, na verdade, sistemas de duas ou mais estrelas que, ou estão gravitacionalmente ligadas ou, apenas, angularmente sobrepostas na esfera celeste para além da capacidade de resolução do telescópio utilizado (Donada et al., 2023). Estes objetos terão cores e magnitudes distintos do que seríamos capazes de reproduzir simplesmente simulando estrelas isoladas.

Para emular seu efeito no DCM, uma fração das estrelas artificiais amostradas anteriormente é transformada em sistemas binários não resolvidos. Para tal, um segundo conjunto de estrelas artificiais é amostrado da isócrona e seu fluxo é somado ao das estrelas originais para produzir novas cores e magnitudes.

Seguindo a estratégia aplicada por outros trabalhos que simulam DCMs sintéticos, (como Kerber et al., 2002; Perren et al., 2015), as estrelas secundárias são amostradas seguindo uma função de densidade de probabilidades de massas iniciais uniforme no intervalo entre $[qM_1, M_1]$, sendo M_1 a massa da estrela original e q um parâmetro livre, que deve satisfazer $0 \leq q \leq 1$ e corresponde à menor razão de massa possível para o sistema binário.

Ao se amostrar a estrela secundária desta maneira, garante-se que as cores e magnitudes do sistema binário serão suficientemente diferentes das da estrela original resultando em uma melhor reprodução do efeito da binaridade no DCM. Uma limitação desta abordagem é que a fração de binárias só pode ser estimada acima da fração mínima de massa introduzida, de modo que a fração total de binárias do aglomerado não é reproduzida de maneira direta pelo método.

Ainda em alinhamento com outros trabalhos, sistemas múltiplos com mais de duas estrelas não são simulados. Tal escolha se deve a dois fatores principais: primeiro, sua ocorrência é, proporcionalmente, menor do que de sistemas simples ou binários (ver, por exemplo, a Tabela 1 de Leigh & Geller, 2013), segundo, haveria muita degenerescência entre os efeitos de sistemas com três (ou mais) estrelas com as binárias já simuladas. Desta forma, não haveria ganho significativo no realismo dos DCMs sintéticos, a ponto de justificar o aumento na complexidade do método.

A Figura 22 ilustra o processo de adição de binárias para diferentes isócronas. Para tal, foram usadas 1000 massas iniciais para amostrar as estrelas isoladas. Em seguida uma fração de 10% foi convertida em sistemas binários não resolvidos com $q = 0,6$. Perceba que, como o esperado, os sistemas binários são tipicamente mais brilhantes que as estrelas isoladas. Além disso, sistemas menos luminosos (magnitude maior) são, em geral, mais vermelhos que as estrelas isoladas, enquanto sistemas mais luminosos (magnitude menor) tendem a ser mais azuis.

Após amostrar estrelas isoladas e em sistemas binários não resolvidos, o código SIESTA realiza uma remoção estocástica de estrelas artificiais da amostra. Apesar do uso

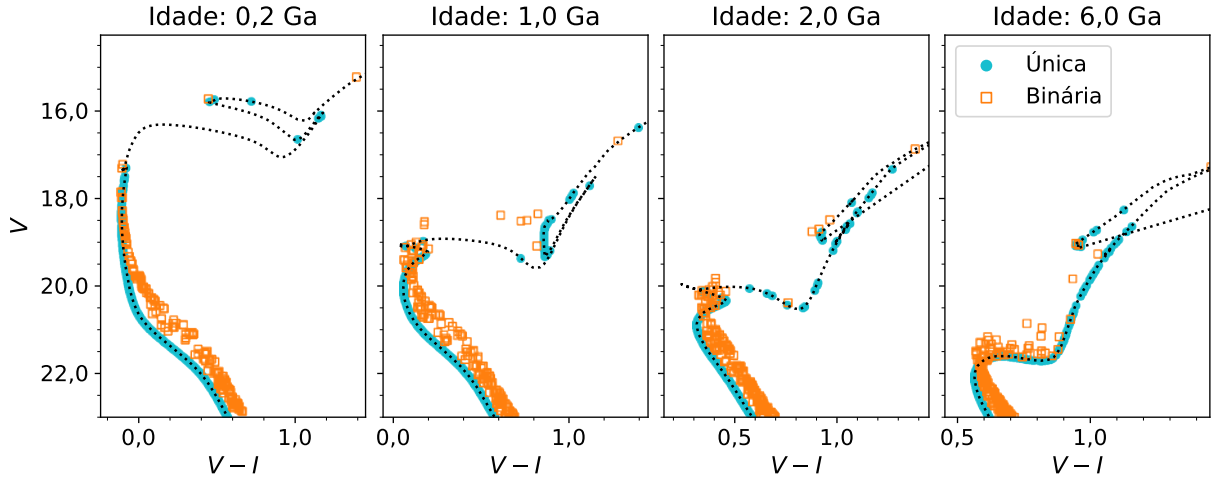


Figura 22 – DCMs com as mesmas isócronas da Figura 21. Os círculos azuis correspondem à 1000 estrelas artificiais amostradas conforme discutido no texto. Já os quadrados laranjas vazados correspondem à simulação de sistemas binários não resolvidos, com a estrela secundária possuindo massas de, no mínimo, 60% da massa da estrela primária.

da FMI de Kroupa (2001) ser um bom ponto de partida para produzir estrelas artificiais em posições no DCM consistentes com as observações, a função de luminosidade (i.e., a distribuição do número de estrelas de acordo com a sua magnitude) gerada é, quase sempre, diferente do que se observa em populações estelares reais.

Uma das principais causas disto é que, durante as observações, uma parcela das estrelas não é detectada, seja por ter um brilho próximo ou abaixo do limite de detecção do instrumento utilizado, ou pela sobreposição angular com outras estrelas, de modo a não poderem ser resolvidas individualmente. Estes efeitos são proporcionalmente mais intensos nas estrelas menos brilhantes da imagem, bem como naquelas mais próximas de regiões densas (como o centro do aglomerado) ou de objetos muito brilhantes.

Para se avaliar o efeito da perda de estrelas em uma observação, existem diferentes métodos de estimativa da sua **completeza fotométrica**, que corresponde à fração de estrelas em uma dada magnitude e região que esperamos recuperar, relativa ao número total. Os métodos de estimativa da completeza, em geral, funcionam pela adição de estrelas artificiais diretamente nas imagens (VISCACHA I) ou nos catálogos (VISCACHA X), para se avaliar quantos destes objetos são perdidos ou recuperados, a depender da sua posição e magnitude.

Uma vez que a completeza média é conhecida, isto é, a fração de estrelas recuperadas sobre o total em toda a região do aglomerado como função da magnitude em uma banda qualquer χ , seu comportamento pode ser descrito a partir de uma função de Fermi (Bonatto, 2019):

$$\text{Completeza}(\chi) \equiv \frac{\text{Número recuperado}}{\text{Número total}} = \frac{1}{1 + e^{\beta_{\chi}(\chi - \chi_F)}}. \quad (3.2)$$

β_χ e χ_F são dois parâmetros da função: a completeza é 0,5 para $\chi = \chi_F$, já β_χ controla a velocidade com a qual a função decai.

Se, para um aglomerado, a completeza média foi avaliada e os parâmetros β_χ e χ_F foram ajustados, o código **SIESTA** pode usá-los para remover estrelas artificiais dos DCMs produzidos nos passos anteriores. Para tal, simplesmente, gera-se um número aleatório entre 0 e 1 para cada estrela artificial. Caso ele seja maior que o valor esperado da completeza média de uma estrela, dada sua magnitude, ela é removida.

Este procedimento é ilustrado para os DCMs sintéticos gerados anteriormente na Figura 23 para uma função de completeza escolhida com $\beta_V = 2$ e $V_F = 22$. Note que, as distribuições original e final são essencialmente idênticas para magnitudes $V \lesssim 20$. Para estrelas menos brilhantes, contudo, a amostra original, gerada pela FMI de Kroupa (2001) possui, proporcionalmente, mais objetos, que foram removidos conforme a completeza diminui.

Em alguns casos, pode ser necessário realizar o ajuste de isócronas sem uma avaliação prévia da completeza fotométrica. Além disso, alguns aglomerados podem estar sujeitos à efeitos dinâmicos que fazem com que sua função de massa atual difira significativamente da FMI de Kroupa (2001) (ver, por exemplo, Ebrahimi et al., 2020; Kruijssen, 2009, VISCACHA I). Consequentemente, mesmo após a simulação da completeza fotométrica, a função de luminosidade dos dados sintéticos não reproduziria as observações.

Com isso em mente, o código **SIESTA** possui um método alternativo de remoção de estrelas artificiais, baseado na técnica de amostragem de rejeição, cujo objetivo é gerar uma função de luminosidade sintética similar à observada. Para isso, primeiro, avalia-se a função de luminosidade das estrelas observadas a partir de um histograma, cuja binagem será discutida na próxima seção. Determina-se então o valor máximo do histograma, bem como a sua posição.

Em seguida, avalia-se a função de luminosidade dos dados artificiais com um histograma de mesma binagem do anterior. Renormaliza-se, então, o histograma observado para que ele tenha o mesmo número de contagens que o sintético, em seu respectivo ponto máximo. Avalia-se, por fim, a razão entre o número de contagens do histograma observado (renormalizado) e do sintético.

O procedimento de remoção é, então, similar ao anterior: números aleatórios entre 0 e 1 são gerados para cada estrela artificial e, caso ele seja maior que a fração avaliada (dada a sua magnitude) ela é removida. A Figura 24 contém exemplos da aplicação deste processo para os mesmos DCMs sintéticos gerados anteriormente, usando como referência a função de luminosidade do LW 459 (cujo DCM pode ser visto na Figura 19). É possível perceber que as funções de luminosidade sintéticas, após a aplicação do método, tornam-se, em geral, mais parecidas com a distribuição observada. Além disso vemos que a remoção

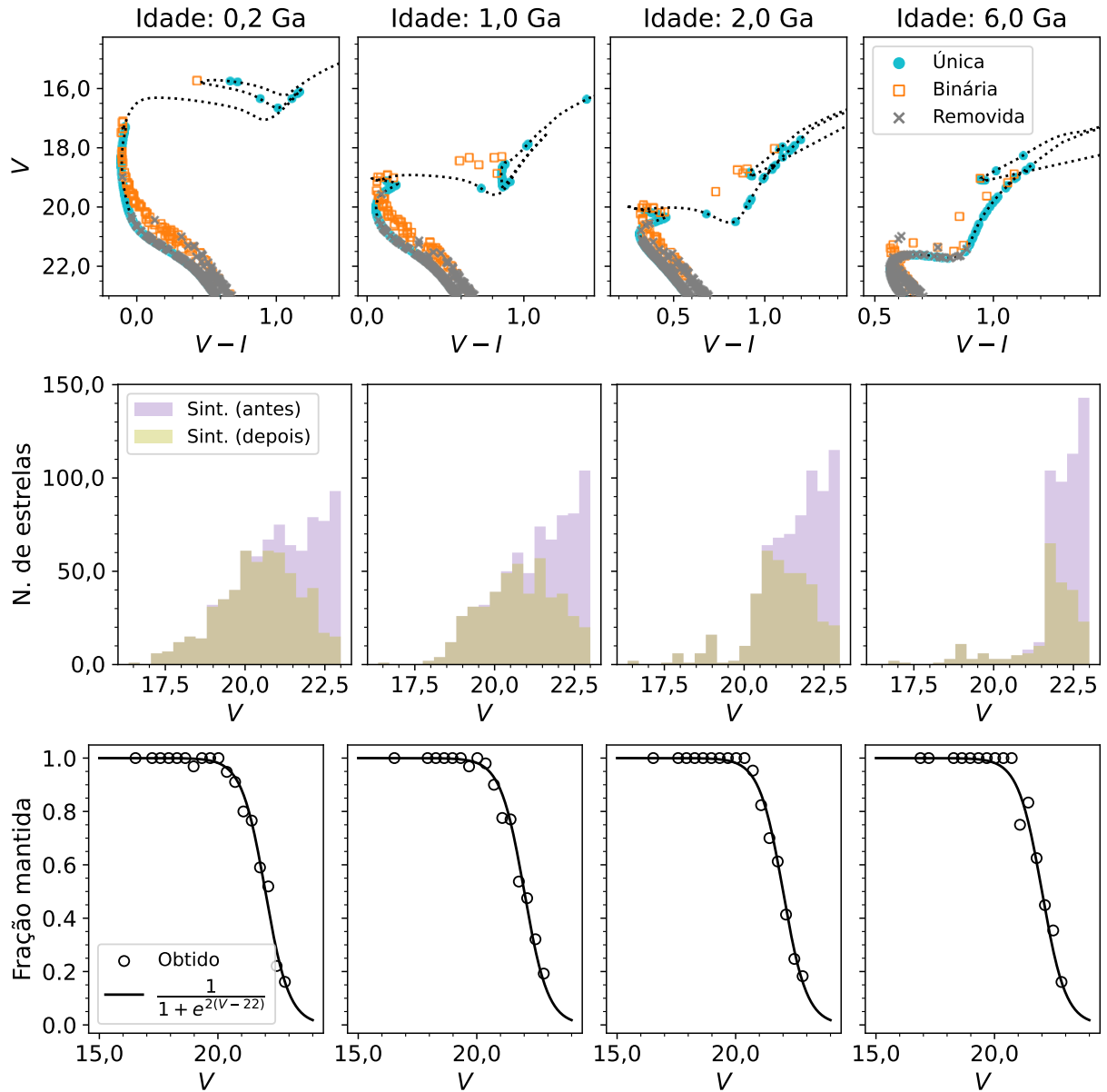


Figura 23 – Os painéis superiores contêm DCMs com as mesmas isócronas e dados sintéticos mostrados na Figura 22, com os “x” em cinza indicando estrelas artificiais removidas de acordo com a completeza média. Os painéis centrais mostram as funções de luminosidade do DCM sintético original (roxo) e após a remoção (bege). Já os painéis inferiores contém a função de completeza usada (linha) comparada com as fração de estrelas mantida (pontos vazados).

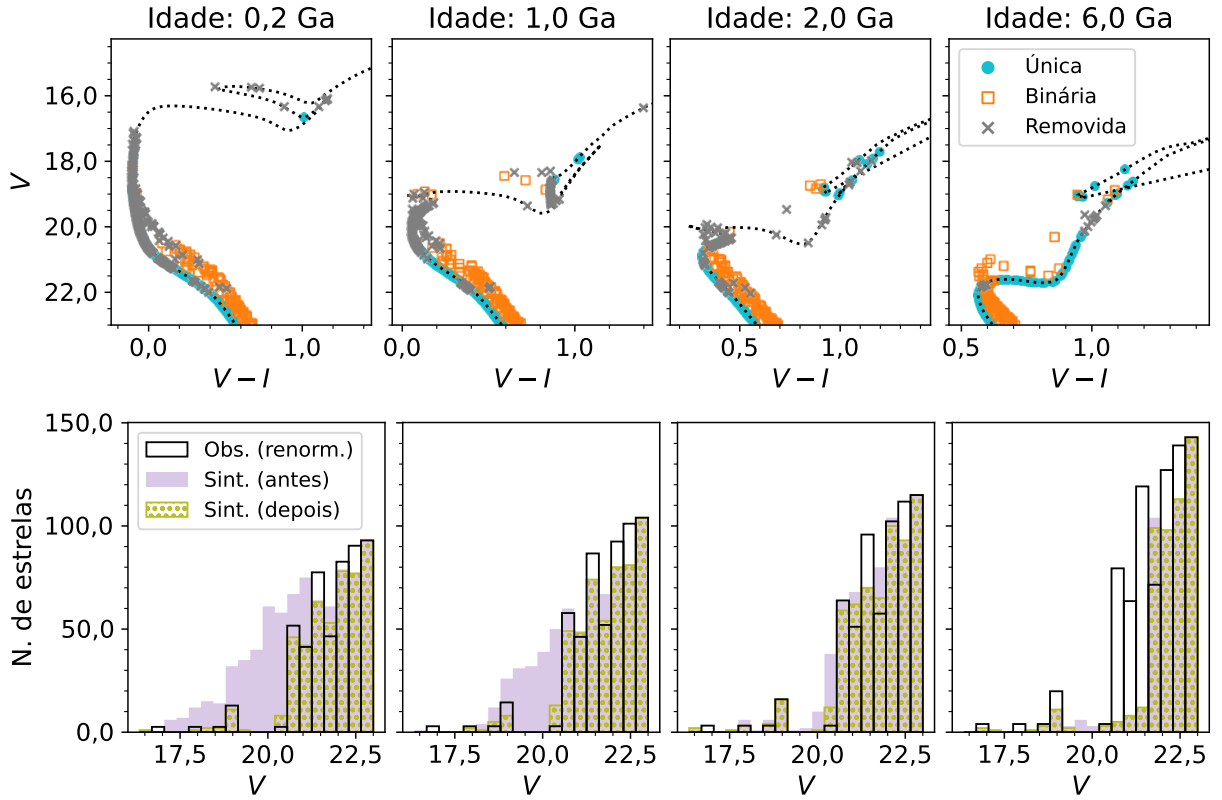


Figura 24 – Os painéis superiores são idênticos aos da Figura 23, mas, desta vez, a função de luminosidade é usada para a remoção das estrelas artificiais. Os painéis inferiores mostram as funções de luminosidade do DCM sintético original (roxo) e após a remoção (bege) e do DCM observado (preto, vazado). Os dados observados foram renormalizados pelo fator descrito no texto.

se concentra, principalmente, nas estrelas artificiais mais brilhantes o que contrasta com a técnica anterior, baseada na remoção dos objetos menos brilhantes.

Vale destacar que o método possui limitações caso a função de luminosidade observada (renormalizada) for maior que a sintética, pois, neste caso, a remoção é impossível. Isto pode ser visto, em particular, para a população estelar de 6,0 Ga exibida na Figura 24, onde o aglomerado observado possui um excesso de estrelas em $V \sim 21$, em relação à função de luminosidade sintética. O resultado é que o processo de remoção é ineficaz neste caso, não sendo capaz de reproduzir as observações. Tal limitação, contudo, não é relevante no processo de ajuste, pois o conjunto de parâmetros usados para gerar este DCM sintético já não são representativos do aglomerado de referência.

O último estágio da produção de DCMs sintéticos é a simulação dos erros fotométricos, que pode ser feita adicionando ruído sobre as magnitudes simuladas. Para que o efeito seja representativo das observações, primeiro avalia-se as funções de erro das magnitudes nas bandas relevantes, isto é, o valor das incertezas $\delta\chi$ como função da magnitude χ .

Tais funções têm um comportamento tipicamente exponencial. Portanto, fazemos

o ajuste das funções erro de cada banda para a equação:

$$\delta\chi = a_{0,\chi} \cdot \exp(a_{1,\chi} \cdot \chi) + a_{0,\chi}. \quad (3.3)$$

Determinados os coeficientes $a_{1,2,3}$ para cada banda, é possível estimar a incerteza esperada sobre a magnitude de cada estrela artificial.

Assim, a magnitude final de cada estrela artificial consiste do seu valor inicialmente interpolado da isócrona, combinado, ou não, ao fluxo de outra estrela artificial e acrescido de um ruído gaussiano cujo desvio padrão é igual à incerteza esperada para aquele valor de magnitude, dado o ajuste exponencial feito aos dados observados. É possível, ainda, truncar o ruído máximo adicionado (por exemplo, em três vezes o valor da incertezas) para evitar a geração de pontos muito distantes da distribuição geral.

A Figura 25 mostra a adição de erro para os DCMs sintéticos gerados anteriormente (especificamente, com a remoção via função de luminosidade). Para as funções de erro, exibidas nos painéis inferiores, foram usados os valores das estrelas membras do aglomerado LW 459. Note que além dos valores de erro e magnitude das estrelas, são mostrados também valores correspondentes a uma mediana móvel de 10 pontos aplicada aos dados observados. A aplicação desta mediana é útil para casos em que a função de erro é muito ruidosa, o que pode dificultar o ajuste ou levar a uma estimativa exagerada dos erros da fotometria.

3.1.2 Comparação entre modelos e observações em Diagramas de Hess

Uma vez que somos capazes de simular DCMs sintéticos, precisamos definir a maneira com a qual os modelos serão comparados com as observações. Particularmente, estamos interessados em avaliar a probabilidade do aglomerado que estamos analisando possuir um certo conjunto de parâmetros, condicionado pelas observações das cores e magnitudes das suas estrelas membras, o que denotaremos $P(\text{params}|\text{CMD})$. Vale mencionar que a probabilidade também está condicionada pela escolha de modelo de evolução estelar que será empregado no ajuste.

Precisamos, então, dar significado matemático concreto à esta probabilidade. O primeiro passo para isso é definir qual conjunto de parâmetros desejamos ajustar. Evidentemente, ele inclui a idade e a metalicidade, que definem a isócrona, bem como a distância e o excesso de cor, que deslocam suas cores e magnitudes. Além disso, no processo de geração dos DCMs sintéticos introduzimos dois novos parâmetros livres: a fração de binárias na população e a razão mínima da massa da estrela companheira (q). Muitos trabalhos mantêm estas duas quantidades fixas, como escolhas do indivíduo realizando o ajuste (Kerber et al., 2007; Perren et al., 2015, 2017). No contexto do SIESTA, ajustaremos a fração de binárias juntamente com os outros parâmetros, enquanto manteremos q fixo.

Para definir uma forma algébrica para $P(\text{params}|\text{DCM})$, usaremos o **teorema de**

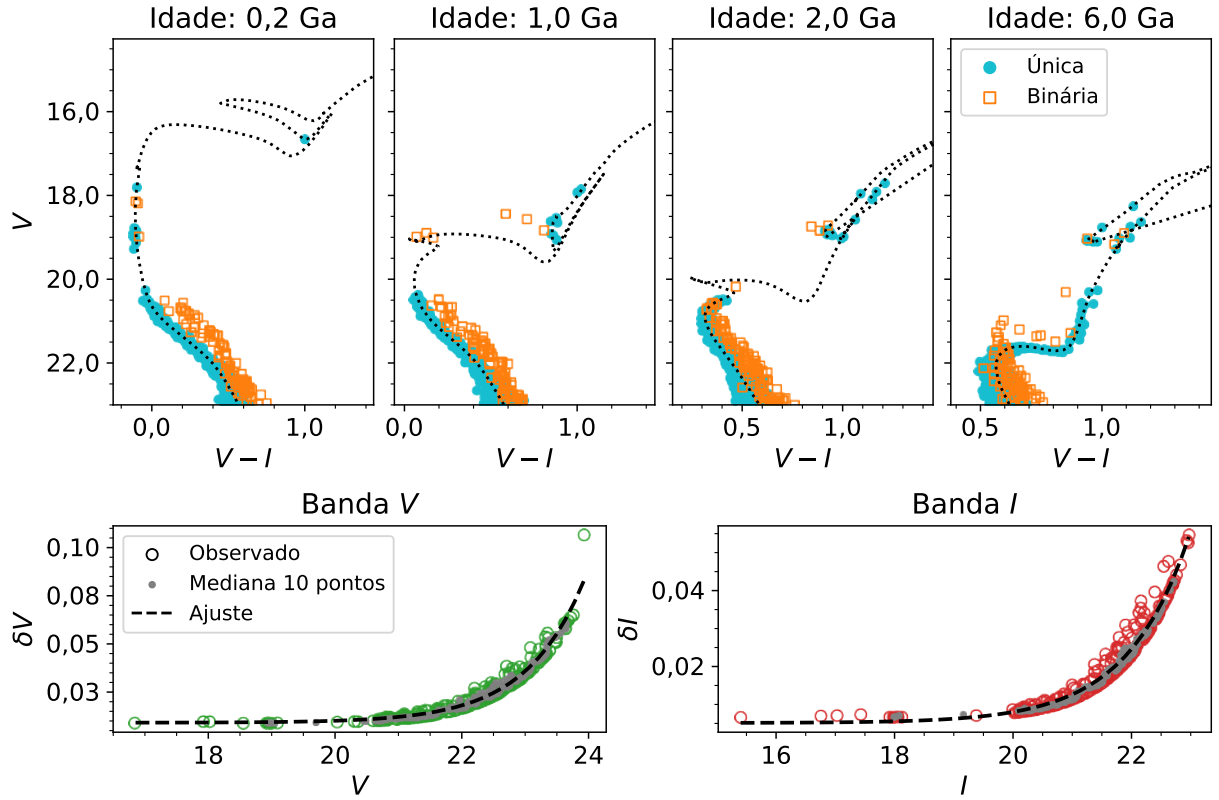


Figura 25 – Os painéis superiores contém DCMs com as mesmas isócronas e dados sintéticos mostrados na Figura 24, após a remoção de estrelas, e acrescidos de ruído, para emular os erros fotométricos. O painel inferior mostra as funções de erro das magnitudes das bandas V (esquerda, círculos verdes vazados) e I (direita, círculos vermelhos vazados) das estrelas membras do aglomerado LW 459 (cujas cores e magnitudes foram exibidas na Figura 19). Em ambos os painéis, pontos cinza indicam o valor de uma mediana móvel de 10 pontos e as linhas pretas pontilhadas, a função exponencial ajustada aos dados.

Bayes de modo a escrever:

$$P(\text{params}|\text{DCM}) \propto p_0(\text{params}) \cdot \mathcal{L}(\text{DCM}|\text{params}). \quad (3.4)$$

Assim, a probabilidade original, que desejamos conhecer $P(\text{params}|\text{DCM})$, chamada, neste contexto de **função de densidade de probabilidades *a posteriori*** ou, simplesmente, de *posterior*, é proporcional ao produto de dois termos. O primeiro, $p_0(\text{params})$ é a **função de densidade de probabilidades *a priori***, abreviado como *prior*, e o segundo, $\mathcal{L}(\text{DCM}|\text{params})$, a **função de verossimilhança**.

Para completar o teorema, transformando a proporção em uma igualdade, faltaria a distribuição de probabilidades marginal $p(\text{DCM})$, que aparece dividindo o lado direito da equação. Este fator, porém, não depende dos parâmetros que buscamos ajustar e atuaria apenas para a normalização do *posterior*. Como estamos interessados somente nos valores relativos de $P(\text{params}|\text{DCM})$, com o intuito de maximizar as probabilidades, este termo pode ser ignorado.

O *prior* corresponde à distribuição de probabilidades dos parâmetros de maneira independente do DCM do aglomerado. Daí o seu nome, pois reflete a expectativa sobre os parâmetros antes da análise das cores e magnitudes das suas estrelas. No contexto do SIESTA, escrevemos $p_0(\text{params})$ como um produto de probabilidades independentes para cada uma das variáveis que buscamos ajustar:

$$p_0(\text{params}) = p'_0(\text{idade}) \cdot p''_0([\text{Fe}/\text{H}]) \cdot p'''_0(\text{dist.}) \cdot p''''_0(\text{param. de ext.}) \cdot p''''_0(\text{f. de bin.}). \quad (3.5)$$

Esta é a maneira mais simples de se expressar o *prior*, sendo possível usar outras funções, que correlacionam dois ou mais parâmetros, caso necessário.

Para parâmetros nos quais haja alguma medida prévia, não relacionada ao DCM (e.g., distância astrométrica, metalicidade espectroscópica ou extinção via mapas de excesso de cor) é possível incluir *priors* que reflitam este conhecimento, na forma de distribuições de probabilidade normais centradas no valor esperado e com desvio padrão proporcional à incerteza. Outras funções, assimétricas, também são possíveis.

Em casos onde não existe esse conhecimento, funções constantes podem ser usadas dentro de um intervalo de razoabilidade (i.e., $p_0(x) = 1$ para $x_0 \leq x < x_1$ e 0 caso contrário). Seus limites podem ser definidos por considerações físicas ou mesmo pragmáticas. Por exemplo, poderíamos afirmar que a idade de um aglomerado deve estar contida entre 0 e a própria idade do universo. De maneira mais prática, contudo, as idades devem estar no limite dos valores disponíveis da grade de isócronas empregada.

Já a verossimilhança $\mathcal{L}(\text{DCM}|\text{params})$ indica a probabilidade de um aglomerado com um dado conjunto de parâmetros apresentar o DCM como o observado. É para avaliar este termo que usamos os DCMs sintéticos: dado um valor de idade, metalicidade, distância, excesso de cor e fração de binárias, além de uma grade de isócronas de algum modelo de evolução estelar, somos capazes de avaliar o DCM esperado para as estrelas de uma população estelar simples com essas características. A verossimilhança será a função que avalia o quão representativa esta previsão é do diagrama observado (ou, diretamente, o quão provável é que os DCMs sintético e observado representem uma mesma população).

Para avaliá-la, o código SIESTA faz uma comparação matemática entre a distribuição de estrelas observadas e sintéticas usando **diagramas de Hess** (Hess, 1924) que são, essencialmente, mapas da distribuição das estrelas no DCM. Efetivamente, os diagramas de Hess usados são construídos a partir de histogramas bidimensionais das cores e magnitudes das estrelas.

Para tanto, definimos, manualmente, os tamanhos das células do histograma, de modo a ajustar bem estruturas críticas do DCM das estrelas membro do aglomerado, como o AV e o ponto de saída da sequência principal (PSSP), que consiste no limite mais brilhante da sequência principal do aglomerado, onde tem início o ramo das subgigantes.

Consideramos, também, os efeitos dos erros fotométricos sobre a distribuição das

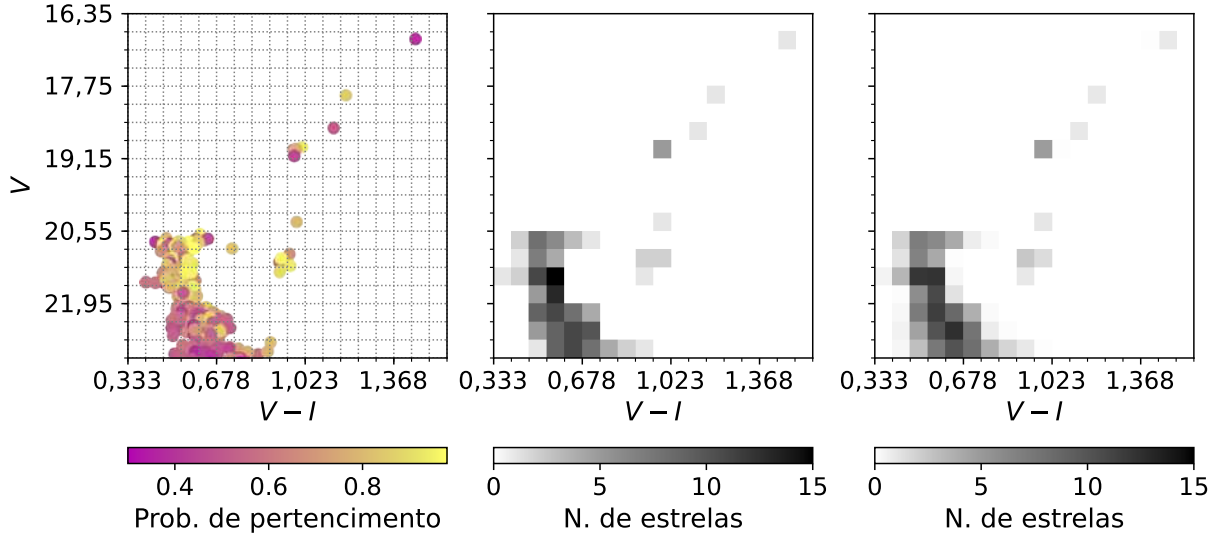


Figura 26 – O painel esquerdo mostra o DCM das estrelas membro do aglomerado LW 459, após a remoção de estrelas muito distantes da distribuição global. O painel central exibe um diagrama de Hess do DCM anterior, enquanto o painel da direita contém o mesmo diagrama, mas incluindo os efeitos dos erros fotométricos. A grade pontilhada no painel da esquerda corresponde ao tamanho das células dos histogramas nos demais painéis.

estrelas, fazendo múltiplas (10.000) iterações do diagrama de Hess observado, adicionando ruído gaussiano às magnitudes das estrelas proporcional às suas respectivas incertezas. Ao final, toma-se a média dos histogramas produzidos em cada iteração, produzindo o que será o diagrama de Hess usado na comparação com os modelos.

O painel esquerdo da Figura 26 mostra o DCM do aglomerado LW 459, com as linhas indicando a binagem escolhida para construir seu diagrama de Hess. Os painéis central e da direita mostram os diagramas correspondentes, o primeiro usando diretamente as cores e magnitudes das estrelas e o segundo incluindo o efeito das incertezas da fotometria.

Um passo preliminar à construção do diagrama de Hess observacional é a remoção de estrelas cuja posição no DCM é muito distante da distribuição global das estrelas membro, cujo efeito no DCM do LW 459 pode ser visto comparando as Figuras 19 e 26. É comum que ao menos algumas estrelas isoladas permaneçam no DCM mesmo após o processo de descontaminação. Em geral, elas não contribuem para o ajuste pois são uma fração pequena do número total de estrelas e não podem ser reproduzidas pelos CMDs sintéticos, mesmo com a adição de ruído. Assim, removê-las garante que o diagrama de Hess não está sendo avaliado em áreas irrelevantes para o ajuste, o que reduz o custo computacional do código, sem prejudicar seus resultados finais.

Ao construir o diagrama de Hess observacional, definimos também o limite fotométrico dos dados, isto é, a magnitude $\chi_{\text{máx}}$ máxima até onde há estrelas membro. Ao produzir os DCMs sintéticos para um dado conjunto de parâmetros, estrelas artificiais são amostradas somente com magnitudes $\leq \chi_{\text{máx}} + 1$. Desta forma, evita-se a produção

de dados sintéticos para além do intervalo relevante ao ajuste, enquanto mantém-se uma margem de segurança para até a qual a adição de binárias e de ruído fotométrico ainda podem gerar contribuições significativas.

Para os diagramas de Hess teóricos, usam-se células nos mesmos tamanhos e posições definidos anteriormente, para DCMs sintéticos produzidos com $\sim 10^4$ estrelas artificiais, que depois são renormalizados para o mesmo número de estrelas do diagrama observacional. Este processo é feito para estabelecer uma média do número esperado de estrelas em cada célula, uma vez que o processo de gerar estrelas artificiais é, essencialmente, estocástico. Além disso, para que haja consistência entre os diagramas de Hess observacional e teórico, ruído gaussiano é adicionado uma segunda vez aos dados sintéticos, como feito para as magnitudes das estrelas membro observadas.

De posse dos diagramas observacional e teórico, podemos definir a função de verossimilhança $\mathcal{L}(\text{DCM}|\text{params})$. Com efeito, ela pode ser escrita como o produtório de comparações feitas célula a célula entre o número de estrelas no diagrama de Hess das estrelas membro e das estrelas artificiais:

$$\mathcal{L}(\text{DCM}|\text{params}) = \prod_{\text{cor,mag}} \ell(n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}}|n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}}). \quad (3.6)$$

Os índices “cor” e “mag” identificam as cores e magnitudes de cada célula no DCM, respectivamente. Já $n_{\text{col,mag}}^{\text{obs}}$ refere-se ao número de estrelas em uma célula do diagrama de Hess observado e $n_{\text{col,mag}}^{\text{sint}}$ ao número de estrelas artificiais na célula correspondente do diagrama de Hess teórico.

Por fim, $\ell(n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}}|n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}})$ corresponde à função de verossimilhança de cada célula, definida por Tremmel et al. (2013):

$$\ell(n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}}|n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}}) = \frac{\Gamma(0.5 + n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}} + n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}})}{\Gamma(1 + n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}})\Gamma(0.5 + n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}})}. \quad (3.7)$$

Γ corresponde à função gama, que pode ser interpretada como uma extensão da função fatorial para números complexos, satisfazendo: $\Gamma(m) = (m-1)!$, para todo m inteiro, maior que zero.

A origem da expressão anterior para a função de verossimilhança é discutida na Seção B.2 do Apêndice B. Sucintamente, ela pode ser deduzida tratando $n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}}$ e $n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}}$ como números aleatórios que seguem uma distribuição de Poisson, para um certo valor médio desconhecido. Avalia-se então a probabilidade $\ell(n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}}|n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}})$ integrada sobre todos os valores esperados possíveis para $n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}}$.

A Figura 27 mostra o valor de $\ell(n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}}|n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}})$ em função de $n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}}$ para diferentes $n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}}$. Como indicado pela Equação 3.4, este será o mesmo comportamento do *posterior*, se considerarmos um *prior* p_0 uniforme em todos os parâmetros. É possível ver que a função de verossimilhança definida na Equação 3.7 produz um *posterior* que se

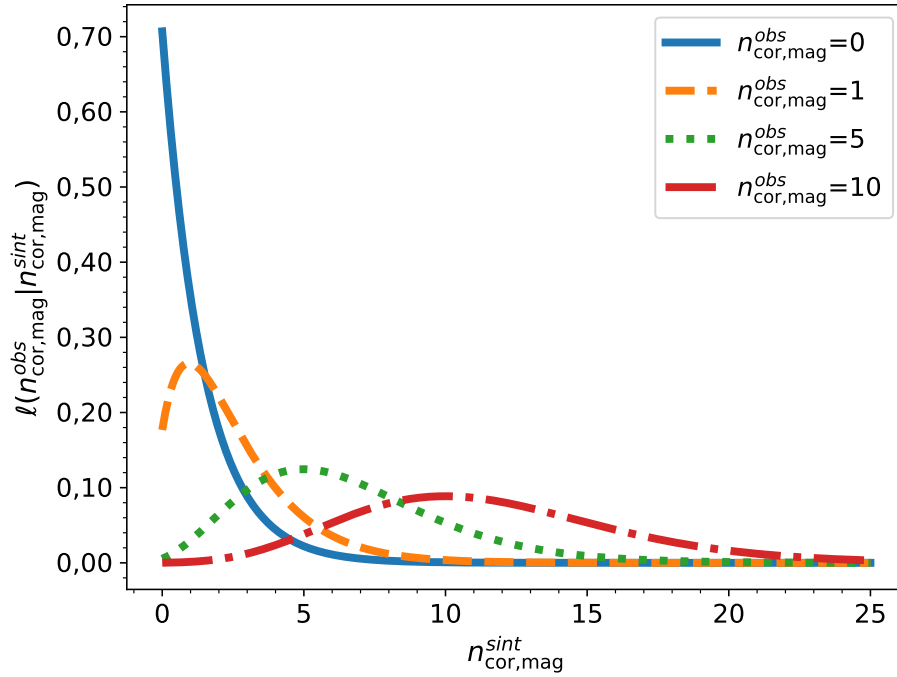


Figura 27 – Valor da verossimilhança $\ell(n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}} | n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}})$ em função do número de estrelas artificiais para diferentes valores do número de estrelas observadas.

comporta como o desejado, apresentando uma distribuição de densidade de probabilidade máxima quando $n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}} = n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}}$ e decaindo de modo suave e monótono para valores simulados mais distantes do observado.

3.1.3 Explorando o espaço de parâmetros com cadeias de Markov de Monte Carlo

Uma vez que somos capazes de construir os DCMs sintéticos e usá-los para avaliar a probabilidade de uma certa idade, metalicidade, distância, excesso de cor e fração de binárias representarem as cores e magnitudes das estrelas membro de um aglomerado de interesse, tudo o que resta é testar várias combinações de parâmetros diferentes e, com isso, avaliar os valores mais prováveis e suas respectivas incertezas. Para fazer tal exploração do espaço de parâmetros existem diversas abordagens.

A mais simples seria uma metodologia de “força bruta”, na qual várias combinações são testadas dentro de um intervalo de razoabilidade. O principal problema deste tipo de estratégia é que ela leva a um alto número de tentativas em parâmetros não representativos do aglomerado, tendo, ao mesmo tempo, um alto custo computacional e uma baixa eficiência.

O código **SIESTA** usa uma abordagem mais eficaz, baseada na técnica de cadeias de Markov de Monte Carlo (CMMC), especificamente, usando a implementação em **Python**

emcee³ (Foreman-Mackey et al., 2013). Nesta seção explicaremos os conceitos básicos sobre a metodologia no contexto específico do funcionamento do código SIESTA. Mais detalhes podem ser encontrados em Hogg & Foreman-Mackey (2018); Hogg et al. (2010) e nas demais referências listadas nestes trabalhos.

A técnica da CMMC baseia-se em objetos denominados “caminhantes”, que ocupam posições específicas no espaço de parâmetros e se deslocam iterativamente sobre ele segundo critérios específicos. O histórico das posições de um caminhante ao longo de várias iterações forma uma cadeia de Markov. Para inicializar o método, vários caminhantes são posicionados em torno de um conjunto inicial de parâmetros, que são obtidos a partir de um ajuste visual grosseiro de isócronas sobre o DCM observado.

Entre duas iterações consecutivas, novas posições são propostas para cada caminhante, usando o chamado “passo esticado” (tradução livre para *stretch move*, como descrito em Goodman & Weare, 2010, ilustrado na Figura 28). Em suma, seja X_j^i a posição do j -ésimo caminhante na iteração i (correspondente a um valor de idade, metalicidade, distância, excesso de cor e fração de binárias). Para o passo $i + 1$ avalia-se a posição atual de um outro caminhante k , $X_{k \neq j}^i$, escolhido aleatoriamente a cada iteração, e propõe-se uma nova posição $\mathbb{X}_j^{i+1}$:

$$\mathbb{X}_j^{i+1} = X_j^i + Z_{j,k}^i \cdot (X_{k \neq j}^i - X_j^i). \quad (3.8)$$

Ou seja, propõe-se que o caminhante j faça um deslocamento na direção do caminhante k . O valor exato do deslocamento é condicionado pelo escalar $Z_{j,k}^i$ que é um número aleatório produzido de acordo com a função de densidade de probabilidades $g(z)$:

$$g(z) = \begin{cases} [2(\gamma^{0,5} - \gamma^{-0,5})]^{-1} \cdot z^{-0,5} & , \quad \gamma^{-1} \leq z < \gamma; \\ 0 & , \quad \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (3.9)$$

γ é um parâmetro livre do modelo que controla o tamanho do intervalo de valores possíveis para $Z_{j,k}^i$ e deve satisfazer $\gamma > 1$.

A nova posição 3.8 não será, obrigatoriamente aceita pelo caminhante. De fato, a mudança de posição ocorre com probabilidade:

$$\min \left\{ 1, (Z_{j,k}^i)^{n-1} \frac{P(\text{params}=\mathbb{X}_j^{i+1}|\text{DCM})}{P(\text{params}=X_j^i|\text{DCM})} \right\}, \quad (3.10)$$

sendo n o número de dimensões do problema, neste caso, $n = 5$. Caso a mudança seja aceita, o caminhante inicia a iteração $i + 1$ na posição proposta, $X_j^{i+1} = \mathbb{X}_j^{i+1}$. Do contrário, $X_j^{i+1} = X_j^i$.

Da expressão anterior vemos que, quanto maior o tamanho do deslocamento proposto, dado por $Z_{j,k}^i$, maior será a probabilidade da proposta ser aceita. Além disso, a probabilidade de aceite depende da relação entre o valor do *posterior* na posição atual do caminhante e na nova posição proposta.

³ <https://emcee.readthedocs.io/en/stable/>, acesso em 3 de junho de 2025.

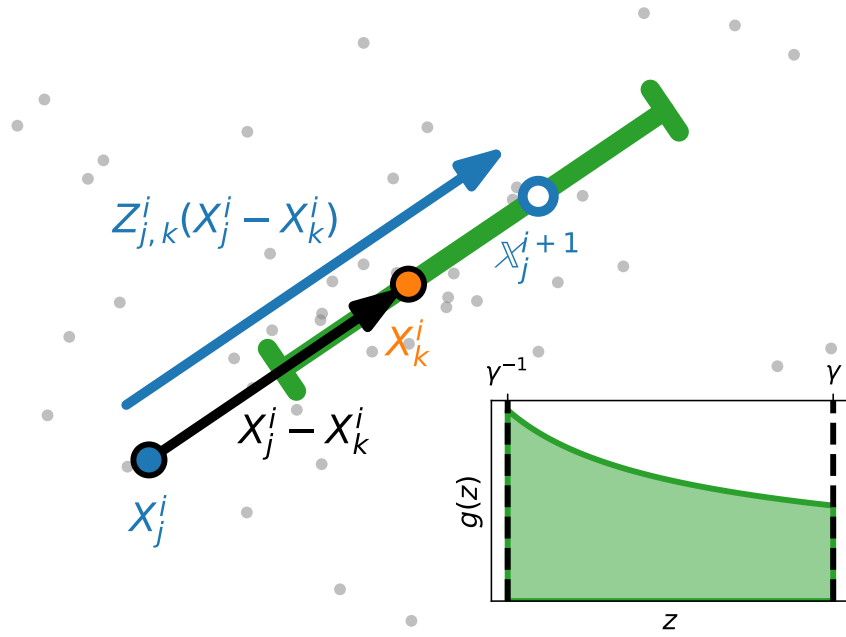


Figura 28 – Representação gráfica do passo esticado, para um espaço de parâmetros bidimensional arbitrário. Pontos circulares preenchidos indicam a posição de vários caminhantes na iteração i , com o ponto azul preenchido representando o caminhante j , para o qual uma nova posição será proposta, e outro k , usado para fazer esta proposição. A barra verde indica a região na qual novas posições podem ser sugeridas, dependendo do número aleatório $Z_{j,k}^i$ (cujas função de densidade de probabilidade é mostrada no gráfico interno). O ponto azul vazio indica a posição, de fato, proposta.

Se os parâmetros da posição proposta forem mais representativos do que os da posição atual, o que é indicado por um aumento relativo no *posterior*, há uma chance maior da nova posição ser aceita. Apesar disso, note que não é garantido que o caminhante sempre se deslocará para a região de maior *posterior*, havendo a possibilidade da nova posição ser recusada ou, até mesmo, dele se deslocar para uma posição cujos parâmetros são menos representativos. Isto é essencial para uma boa exploração do espaço de parâmetros, do contrário, os caminhantes simplesmente se deslocariam em direção a um máximo local e permaneceriam nele após um número suficiente de iterações.

Chamamos de **fração de aceitação** a razão entre o número de passos aceitos entre duas iterações consecutivas e o número total de caminhantes. Em geral, é desejável que seu valor esteja entre 20% e 50% (Foreman-Mackey et al., 2013). É possível controlar, até um certo ponto, a fração de aceitação a partir do parâmetro livre γ e do número de caminhantes, com valores menores de γ e mais caminhantes produzindo uma fração de aceitação maior. No contexto do código SIESTA, um valor de $\gamma = 1,5$ e entre 100 e 250 caminhantes permitem alcançar valores aceitáveis para fração de aceitação para todos os aglomerados analisados.

Após um número suficientemente grande de iterações, podemos avaliar a frequência com que os caminhantes ocuparam diferentes combinações de parâmetros, que será proporcional ao próprio valor do *posterior* $P(\text{params}|\text{DCM})$. Para isso, contudo, é necessário fazer algumas considerações sobre critérios de convergência e significância estatística para as cadeias de Markov.

Um parâmetro crucial neste sentido é o **tempo de autocorrelação** da cadeia. Em linhas gerais, embora as posições dos caminhantes ao longo das cadeias de Markov sejam definidas estocasticamente, existe uma dependência da posição na iteração $i + 1$ em relação à posição anterior, na iteração i . Assim, a iteração $i + 1$ carrega uma certa quantidade de informação da iteração i . Por consequência, a iteração $i + 2$ também carrega informação da iteração i , e assim sucessivamente.

Dado a natureza estocástica do movimento dos caminhantes, a correlação entre a iteração i e a iteração $i + n$ tende a diminuir conforme n aumenta. Heuristicamente, o tempo de autocorrelação seria o número de iterações necessário para que possamos tratar duas posições em uma cadeia de Markov como verdadeiramente independentes (Hogg & Foreman-Mackey, 2018). Definições mais formais podem ser encontradas em Goodman & Weare (2010); Sokal (1997).

Tempos de correlação são avaliados de maneira parcial e numérica a cada 100 iterações do código SIESTA para cada um dos parâmetros, i.e., idade, metalicidade, distância excesso de cor e fração de binárias. Estes valores são, então, usados para determinar dois critérios de convergência para as cadeias de Markov.

O primeiro é o de estabilização do tempo de correlação, satisfeito se a variação entre as duas últimas estimativas do tempo de autocorrelação é menor que 1% para todos os parâmetros. Isto é feito para garantir que as estimativas parciais já alcançaram um valor estável, representativo do verdadeiro.

O segundo é alcançado se a cadeia possui um número de iterações entre 25 e 50 (a critério do indivíduo que faz o ajuste) vezes o valor de $\max(\tau)$, isto é, do maior tempo de correlação entre os parâmetros ajustados. Este critério garante que existe um número estatisticamente suficiente de iterações independentes para determinar a distribuição de probabilidades $P(\text{params}|\text{DCM})$.

Satisfeitos os dois critérios, o código interrompe sua execução. Para selecionar as iterações estatisticamente relevantes, remove-se das cadeias de Markov de cada caminhante as primeiras $2 \max(\tau)$ iterações, para retirar o intervalo em que as cadeias de Markov se deslocam da posição inicial no espaço de parâmetros, para se concentrarem ao redor do valor esperado. Em seguida, considera-se apenas iterações separadas de $\min(\tau)/2$ (i.e., o menor tempo de autocorrelação entre os parâmetros), de modo a produzir uma cadeia na qual cada posição pode ser considerada independente das demais.

3.2 Utilização do código SIESTA

Uma vez descritos os princípios básicos empregados pelo código **SIESTA**, fornecemos uma visão de seu funcionamento, ilustrado no fluxograma da Figura 29. Operacionalmente, código é dividido em três blocos principais. O primeiro, de inicialização, é utilizado para definir todos os parâmetros de entrada necessários para produzir os diagramas de Hess, os DCMs sintéticos e realizar o processo de CMMC. O segundo bloco realiza a amostragem do espaço de parâmetros, via CMMC. Por fim, no terceiro bloco, as cadeias de Markov são analisadas para inferir os parâmetros do aglomerado.

Todo o código é escrito na linguagem **Python**⁴, empregando bibliotecas comuns como **NumPy**⁵ para operações com matrizes e geração de números aleatórios, **pandas**⁶ para manipulação de dados, **SciPy**⁷ para operações diversas, **Astropy**⁸ para a leitura de arquivos no formato FITS e outras operações e **matplotlib**⁹ for fins de visualização. Os blocos de inicialização e análise usam também **Jupyter Notebooks**¹⁰ para facilitar a interação com o usuário.

No bloco de inicialização, diversos parâmetros devem ser fornecidos, como os caminhos para o catálogo descontaminado do aglomerado de interesse e para a grade de isócronas a ser utilizada. Estas devem estar salvas como arquivos individuais (para cada idade e metalicidade), formando uma grade com espaçamento uniforme em metalicidade e $\log t$, com t representando a idade do aglomerado. Um índice relacionando o nome dos arquivos com cada par idade-metalicidade também deve ser fornecido.

Em seguida, o usuário deve identificar as bandas usadas para construir o DCM, tanto no catálogo observado quanto nas isócronas. Além disso, é necessário escolher qual parâmetro será usado para especificar a extinção interestelar (algum coeficiente de extinção ou excesso de cor) e fornecer os fatores que permitem converter o parâmetro de extinção escolhido com os coeficientes de extinção específicos das bandas usadas no DCM. Desta maneira, o código **SIESTA** garante uma escolha flexível para os modelos de evolução estelar e sistema fotométrico utilizados.

Ainda no bloco de inicialização, o usuário deve informar o limite fotométrico no DCM observado e o tamanho das células em cor e magnitude usadas para construir os diagramas de Hess. Com essa informação, o diagrama de Hess dos dados observados é avaliado, incorporando os efeitos dos erros fotométricos sobre os dados.

Antes disso, como mencionado anteriormente, em alguns casos pode ser útil remover

⁴ <https://www.python.org/>, acesso em 3 de junho de 2025.

⁵ <https://numpy.org/>

⁶ <https://pandas.pydata.org/>, acesso em 3 de junho de 2025.

⁷ <https://scipy.org/>, acesso em 3 de junho de 2025.

⁸ <https://www.astropy.org/>, acesso em 3 de junho de 2025.

⁹ <https://matplotlib.org/>, acesso em 3 de junho de 2025.

¹⁰ <https://jupyter.org/>, acesso em 3 de junho de 2025

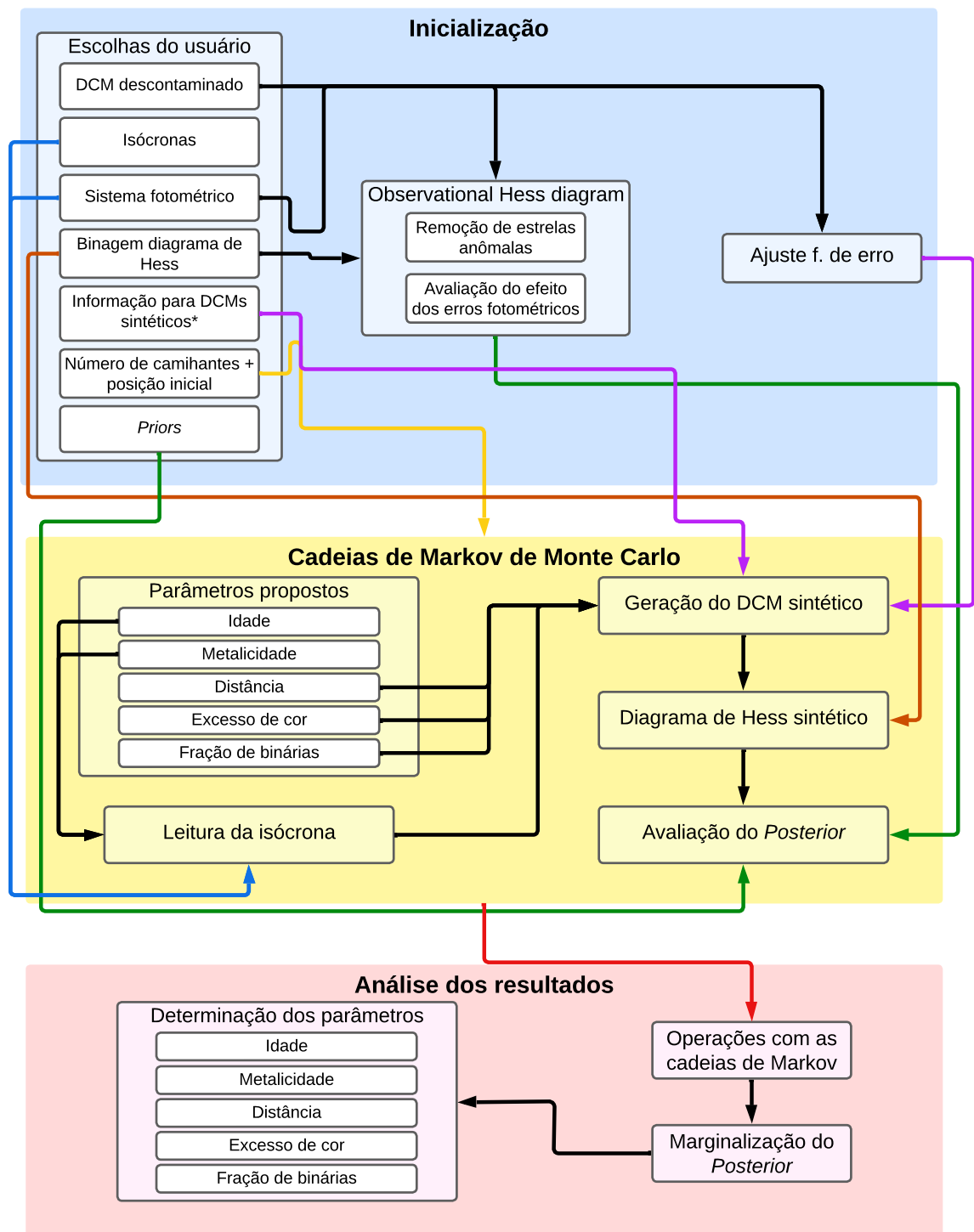


Figura 29 – Fluxograma do funcionamento do código SIESTA (ver texto para detalhes).

estrelas distantes da distribuição geral. Dentro do bloco de inicialização é possível fazer uma remoção simples, usando o módulo de vizinhos próximos da biblioteca `scikit-learn`¹¹ para descartar as estrelas mais isoladas no DCM.

Em seguida, o usuário deve especificar a receita para a remoção de estrelas, seja fornecendo os parâmetros de uma função de Fermi ajustada à completeza média, seja indicando que a função de luminosidade observacional deve ser utilizada (com binagem em magnitude idêntica à usada nos diagramas de Hess). Neste bloco, é feito também o ajuste exponencial das funções de erro (sobre as quais pode ser aplicada uma mediana móvel, se necessário) e decidido o truncamento máximo do ruído adicionado aos DCMs sintéticos.

Outros parâmetros para a construção dos DCMs sintéticos que devem ser especificados são: o tamanho da amostra inicial de estrelas artificiais (sem considerar binárias ou as perdas na fase de remoção) e o valor da razão mínima da massa nos sistemas binários q . Por fim, indica-se as funções usadas como *priors* em cada parâmetro, o número de caminhantes e suas posições iniciais no espaço de parâmetros.

No bloco de CMMC, as informações definidas anteriormente são usadas para avaliar as probabilidades de diversas combinações de parâmetros, por meio da biblioteca `emcee` (Foreman-Mackey et al., 2013), paralelizada usando o pacote `multiprocessing`¹². Para cada iteração e para cada caminhante a isócrona correspondente à idade e metalicidade na posição proposta deve ser importada, deslocada em cores e magnitudes de acordo com a distância e parâmetro de extinção correspondentes (Equações 1.2 e 1.3) e convertida em um DCM sintético com a fração de binárias especificada. Em seguida avalia-se a probabilidade e decide-se sobre a mudança ou não de posição do caminhante, como foi descrito na seção anterior. A cada 100 iterações do código, avalia-se se o critério de convergência foi atingido e os resultados são salvos em um arquivo HDF5.

Finalmente, no último bloco, as cadeias de Markov salvas são importadas e iterações são removidas de modo a deixar somente aquelas que possam ser consideradas independentes das demais e, portanto, estatisticamente significativas. É possível, ainda, realizar algumas operações com os valores das cadeias, por exemplo, mudando a escala da idade entre logarítmica, em Ganos ou Manos ou da distância entre módulo de distância¹³, kiloparsecs ou parsecs. Finalmente, as cadeias dos diferentes caminhantes são combinadas e usadas para avaliar a distribuição de probabilidades $P(\text{params}|\text{DCM})$ a partir da frequência com que diferentes posições do espaço de parâmetros foram ocupadas.

Para isso, constrói-se histogramas em duas e uma dimensões, dos valores de idade, metalicidade, distância, excesso de cor e fração de binárias, de modo a produzir as distribuições de probabilidade marginalizadas (i.e., projetadas espaços com menos

¹¹ <https://scikit-learn.org/stable/>

¹² <https://docs.python.org/3/library/multiprocessing.html>

¹³ $(m - M)_0 = 5 \log d - 5$, sendo d a distância, em parsecs.

dimensões) dos parâmetros ajustados. Sobre as marginalizações unidimensionais de cada parâmetro, ajusta-se funções normais assimétricas definidas em (O’hagan & Leonard, 1976).

Resumidamente, seja $n(x)$ a distribuição normal de um parâmetro x , com valor médio 0 e desvio padrão 1 e $N(x)$ a distribuição cumulativa de $n(x)$, $N(x) = \int_{-\infty}^x n(t)dt = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x}{\sqrt{2}} \right) \right]$, com $\operatorname{erf}(x)$ correspondendo à função erro de Gauss. Segue que, a função normal assimétrica pode ser escrita como:

$$f(x) = \frac{2}{\omega} n(x') N(\alpha x') \quad \text{com} \quad x' = \frac{x - \epsilon}{\omega}. \quad (3.11)$$

ω , α e ϵ são, respectivamente, os parâmetros de escala, forma e localização da distribuição, que definem sua média, variância e nível de assimetria.

A partir deles, determina-se o valor final de cada parâmetro como a moda da distribuição (i.e., seu valor máximo) com incerteza dada pelo desvio padrão:

$$\sigma = \omega \sqrt{1 + \frac{2\alpha^2}{\pi(1 + \alpha^2)}}. \quad (3.12)$$

3.3 Exemplo de aplicação do código SIESTA

Para ilustrar uma aplicação do código SIESTA, tomemos, como exemplo, novamente o aglomerado LW 459. Para sua caracterização, usaremos uma grade isócronas sem rotação e com composição química em escala solar PARSEC+COLIBRI (Bressan et al., 2012; Marigo et al., 2013; Marigo et al., 2017) versões 1,2S (Chen et al., 2014, 2015; Tang et al., 2014) e S37 (Pastorelli et al., 2020), S35 (Pastorelli et al., 2019) ou PR16 (Marigo et al., 2013; Rosenfield et al., 2016, a depender do intervalo de metalicidade), respectivamente. A grade possui $6,00 \leq \log t_{[\text{anos}]} \leq 10,15$ e $-2,19 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq +0,00$, ambos em passos de 0,01 dex.

Os DCMs sintéticos serão inicializados com 50.000 estrelas artificiais. Quanto às binárias, será usada uma razão mínima de massa de $q = 0,6$. Os ruídos fotométricos adicionados serão de, no máximo, três vezes a incerteza na magnitude correspondente. Para o excesso de cor, o expressaremos em termos de $E(B - V)$ e usaremos a lei de extinção de Cardelli et al. (1989) e O’Donnell (1994) com $R_V = 3,1$ e uma estrela G2V para relacionar os coeficientes de extinção nas diferentes bandas.

Foram usados um total de 108 caminhantes, com três valores iniciais de idade, metalicidade e distância e dois valores de excesso de cor e fração de binárias, centrados em um conjunto de parâmetros ajustados visualmente. Já para o critério de convergência, além da estabilização dos tempos de autocorrelação, exigiu-se que cadeia possuísse, no mínimo, 25τ iterações para todos os parâmetros.

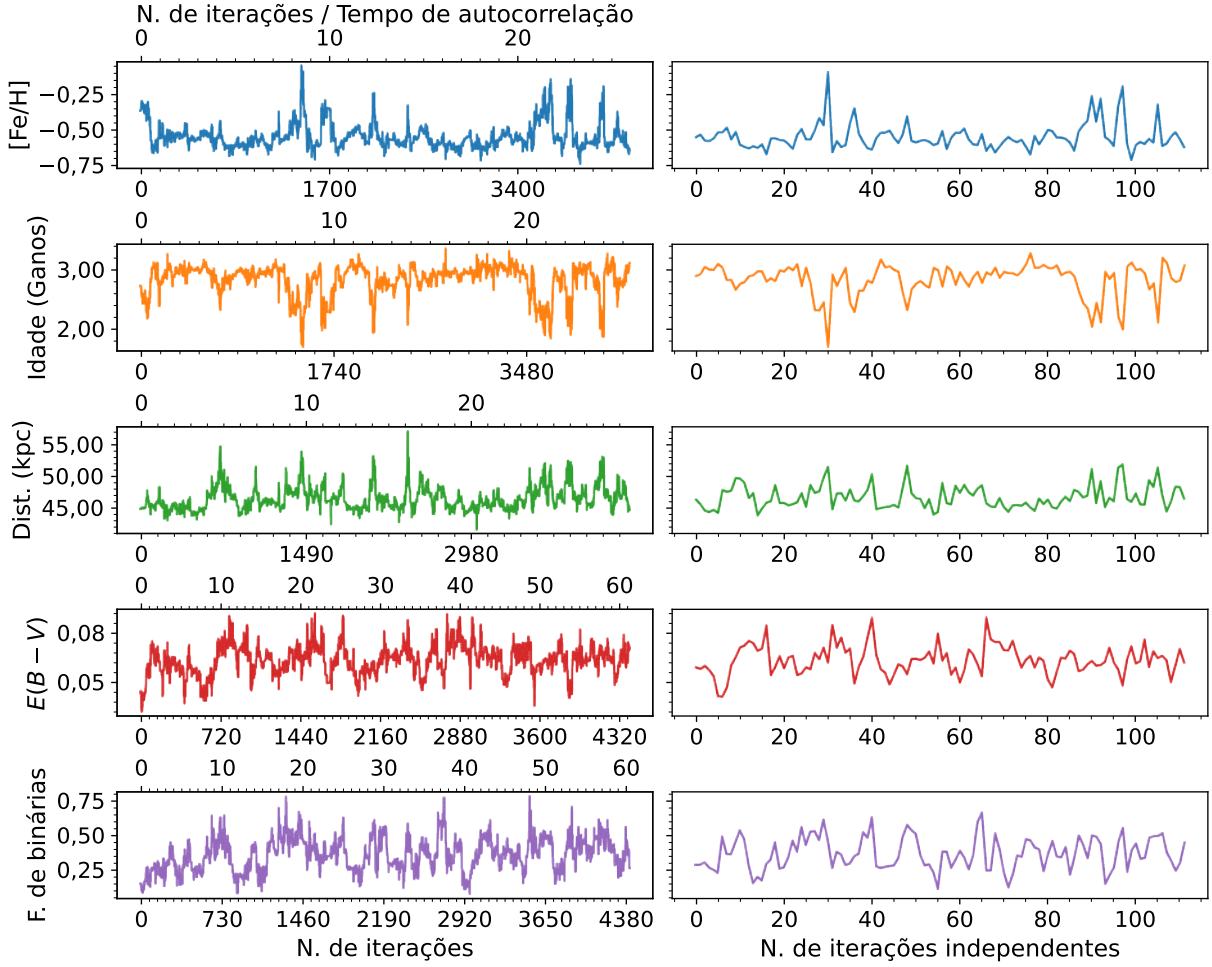


Figura 30 – Variação dos parâmetros correspondentes à posição de um dos caminhantes usados na caracterização do aglomerado LW 459 descrita no texto. Os painéis da esquerda mostram todas as iterações usadas na técnica de CMMC. No painel da direita, são mostradas somente as iterações estatisticamente relevantes

Como *priors* foram usados uma distribuição normal centrada no valor esperado para o excesso de cor na região deduzido dos mapas de excesso de cor de Schlegel et al. (1998)¹⁴, com um desvio padrão de 16%, conforme a precisão média reportada para os autores (o que inclui a recalibração de 14% proposta por Schlafly & Finkbeiner, 2011, para os mapas de excesso de cor empregados), e uma distribuição log-normal para a fração de binárias com $q \geq 0,6$, conforme a obtida por Donada et al. (2023) para 202 aglomerados abertos na Galáxia. Para os demais parâmetros, distribuições uniformes foram empregadas usando os intervalos da própria grade de isócronas para a idade e a metalicidade e entre 40 e 60 kpc para a distância.

A Figura 30 mostra os valores assumidos por um dos caminhantes, isto é, sua cadeia de Markov, tanto antes quanto depois da remoção das iterações estatisticamente irrelevantes, conforme descrito anteriormente.

¹⁴ Disponível em <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/> (acesso em 3 de junho de 2025).

Já na Figura 31 são exibidas os histogramas 2D e 1D das posições dos caminhantes, representativos da probabilidade marginalizada de cada parâmetro. Note que o resultado comporta-se como o esperado, com as distribuições se concentrando em um valor central e decaindo conforme nos afastamos deles. Os ajustes das funções gaussianas assimétricas sobre as marginalizações 1D aparecem como as curvas azuis nas marginalizações unidimensionais. Já o DCM sintético produzido com os melhores valores inferidos destes ajustes também é exibido na Figura 31. É possível ver que os parâmetros ajustados, de fato, produzem uma distribuição sintética representativa das cores e magnitudes das estrelas do LW 459.

Em relação aos *priors* utilizados, vemos que há uma boa conformação com o excesso de cor obtido. Já em relação a fração de binárias, os resultados obtidos são ligeiramente maiores que o previsto pelo *prior*. Tal comportamento é esperado uma vez que a distribuição de Donada et al. (2023) refere-se apenas à fração intrínseca de binárias, isto é, aos sistemas gravitacionalmente ligados, sem considerar as estrelas que estão simplesmente angularmente sobrepostas na imagem e que têm um efeito semelhante no DCM.

Para produzir os resultados anteriores para o LW 459, o código SIESTA empregou um total de 4.400 iterações por caminhante, das quais foram aproveitadas 112 para amostrar a probabilidade dos parâmetros. Considerando que foram usados 108 caminhantes, isto resulta em um total de 475,200 iterações, das quais 12,096 foram consideradas independentes. Embora a quantidade de iterações possa parecer alta, especialmente considerando que apenas uma pequena fração ($\sim 2,5\%$, neste caso) acaba sendo utilizada na determinação de parâmetros, o uso de CMMC ainda é consideravelmente mais eficiente que uma exploração do espaço de parâmetros via força bruta.

Por exemplo, se avaliássemos todas as combinações de parâmetros com:

- Metalicidades entre $0,00 \leq [\text{Fe}/\text{H}] < -1,00$ com passos de 0,01 dex,
- Idades entre $9,00 \leq \log t_{[\text{anos}]} < 9,70$ (entre 1 e 5 Ga) com passos de 0,01 dex,
- Distâncias entre 40,0 e 50,0 kpc com passos de 0,1 kpc,
- Excesso de cor entre $0,00 \leq E(B - V) < 0,10$ com passos de 0,01 dex, e
- Fração de binária entre 0,0 e 0,5 com passos de 0,1;

seriam necessárias 35 milhões de iterações. Este número é duas ordens de grandeza maior que o empregado pelo código SIESTA e, ainda, requer uma discretização do espaço de parâmetros em distância, excesso de cor e fração de binárias que não é necessária com o uso das CMMC.

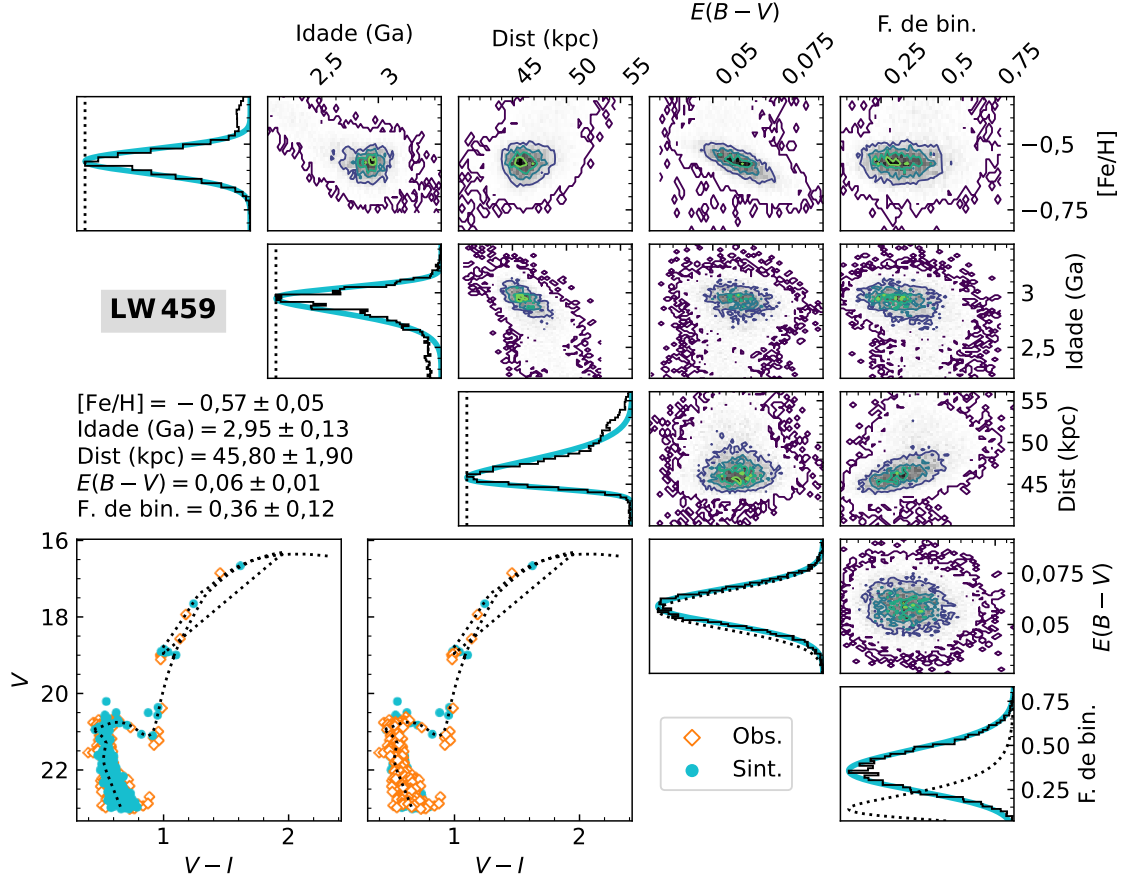


Figura 31 – Resultados do ajuste do aglomerado LW 459 com isócronas PAR-SEC+COLIBRI (ver texto para detalhes). Os painéis no topo e na direita mostram a distribuição de probabilidades *a posteriori* marginalizada para cada par de parâmetros ajustados como histogramas 2D, com cores escuras indicando probabilidades maiores. Na diagonal principal, as marginalizações unidimensionais são mostradas como histogramas 1D, enquanto os *priors* empregados sobre cada parâmetro aparecem como linhas pontilhadas. Por fim, a linha azul contínua mostra o ajuste de uma função normal assimétrica (Equação 3.11) à distribuição anterior, usado para inferir os melhores valores para o aglomerado e suas respectivas incertezas (indicados por escrito na imagem). Os dois painéis no canto inferior esquerdo, mostram os DCMs sintéticos com o mesmo número de estrelas do aglomerado, obtidos para os melhores parâmetros (círculos azuis), comparados com a isócrona usada para produzi-los (linha preta pontilhada) e o DCM observacional das estrelas membro do aglomerado (diamantes laranja vazados).

3.4 Funções adicionais do código SIESTA

As propriedades do código SIESTA descritas nas Seções 3.1 e 3.2 e aplicada na Seção 3.3 e no Apêndice C correspondem à sua primeira versão, descrita e validada em VISCACHA XI. Desde a criação do código, contudo, duas funcionalidades foram adicionadas para a análise dos aglomerados da GNM apresentadas nesta tese. Faremos sua descrição a seguir.

3.4.1 Pesos estatísticos

A função de verossimilhança usada pelo código SIESTA para comparar, matematicamente, os DCMs observado e sintéticos foi definida, na Equação 3.6, como o produto de funções parciais do número de estrelas reais e artificiais em cada célula do diagrama de Hess (conforme a Equação 3.7). Desta forma, cada célula contribui uma única vez para a distribuição de probabilidades final.

Por outro lado, se observamos o diagrama de Hess da Figura 26, para o LW 459, vemos que a maioria das células do aglomerado estão na região da sequência principal, enquanto existem apenas algumas células ocupadas por estrelas na região do ramo das gigantes vermelhas e do AV. Assim, durante a caracterização do aglomerado, a função de verossimilhança empregada possuirá mais termos que atuam fazendo a comparação do número de estrelas na sequência principal do que em estágios evolutivos mais avançados.

Isto pode ter um efeito negativo nos ajustes, pois a sequência principal possui, em geral, mais dispersão do que as estrelas mais brilhantes, por serem proporcionalmente mais impactadas pelos erros fotométricos e pela presença de estrelas binárias não resolvidas (ver Figura 25). Além disso, regiões como o PSSP, o ramo das gigantes vermelhas e o AV formam vínculos observacionais importantes para a caracterização dos aglomerados.

Por exemplo, existem relações empíricas para a determinação da idade de aglomerados baseadas apenas na distância, em cores e magnitudes, entre o PSSP e o AV (Carraro & Chiosi, 1994; Janes & Phelps, 1994; Salaris et al., 2004). A magnitude do AV é, por si só, um indicador de distância (Choi et al., 2018a; Saroon & Subramanian, 2022). Já a inclinação do ramo das gigantes vermelhas é susceptível à idade e metalicidade do aglomerado (Sharma & Borissova, 2024; Sharma et al., 2010, ver também Figura 8).

Desta forma, seria interessante que estas estruturas tivessem uma importância maior no ajuste de isócronas. Para tal, uma das atualizações do código SIESTA foi transformar a Equação 3.6 em uma função de verossimilhança ponderada, conforme formulado em Markatou et al. (1997):

$$\mathcal{L}(\text{DCM}|\text{params}) = \prod_{\text{cor,mag}} \ell^{w(\text{cor,mag})}(n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}}|n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}}). \quad (3.13)$$

Na qual $\ell(n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}}|n_{\text{cor,mag}}^{\text{int}})$ segue sendo a função de verossimilhança definida em Tremmel et al. (2013) e expressa pela Equação 3.7, para uma célula identificada por uma cor e magnitude, expressa pelos índices (cor,mag), respectivamente. Já $w(\text{mag})$ corresponde ao peso de cada célula.

Uma célula com $w(\text{cor,mag}) = 1$ contribui uma única vez no produtório da Equação 3.13. Por outro lado, se $w(\text{cor,mag}) = 2$, o efeito na função de verossimilhança seria como se uma mesma célula aparecesse duas vezes e assim sucessivamente. Na prática, $w(\text{cor,mag})$ não precisa ser, necessariamente, um número inteiro.

No contexto da presente tese, os pesos são usados para que todas as células não vazias e mais brilhantes que uma dada magnitude limite, mag_{lim} contribuam com o mesmo número de termos na Equação 3.13 que as células menos brilhantes. Para alcançar isso, se $N(\text{mag} < \text{mag}_{\text{lim}})$ e $N(\text{mag} \geq \text{mag}_{\text{lim}})$ correspondem ao número de células com mais de uma estrela do diagrama de Hess observacional mais e menos brilhantes, respectivamente, que mag_{lim} então, definimos os pesos como:

$$w(\text{cor,mag}) = \begin{cases} \frac{N(\text{mag} \geq \text{mag}_{\text{lim}})}{N(\text{mag} < \text{mag}_{\text{lim}})} & , \text{ se } \text{mag} < \text{mag}_{\text{lim}}; \\ 1 & , \text{ caso contrário.} \end{cases} \quad (3.14)$$

Escolhendo mag_{lim} na região do PSSP, é possível garantir que as células desta região, do ramo das gigantes vermelhas e do AV contribuirão, efetivamente, com o mesmo número de termos que as estrelas menos brilhantes da sequência principal no cálculo das probabilidades de cada conjunto de parâmetros.

3.4.2 Isócronas com rotação

Até o momento, os ajustes mostrados na Seção 3.3 e no Apêndice C foram feitos usando isócronas sem velocidade de rotação. Existem, porém, modelos disponíveis à comunidade científica que incluem este fenômeno, em particular, nas próprias bases de dado PARSEC (a partir da versão 2.0; Nguyen et al., 2022) e MIST (Choi et al., 2016), citadas anteriormente. Os modelos com rotação apresentam diferenças em cores e magnitudes que suas contrapartes sem rotação, devido à indução de processos de mistura no interior estelar (Palacios et al., 2006). Tais efeitos, contudo, dependem da idade e variam de acordo com a fase evolutiva.

O uso de isócronas com rotação tem sido particularmente comum no estudo do fenômeno do PSSP estendido (PSSPe), que ocorre quando as estrelas na região do PSSP do aglomerado estudado apresentam uma dispersão no CMD maior do que o esperado para uma população estelar simples, mesmo considerando efeitos da binaridade ou pelos erros fotométricos. O fenômeno aparenta ser comum em aglomerados nas NMs com idades $\lesssim 2$ Ga (Milone et al., 2009, 2023).

Embora existam trabalhos que tratam o fenômeno em termos de uma formação estelar estendida (i.e., devido à uma dispersão de idades Goudfrooij et al., 2009, 2011a,b), existem evidências de que tal explicação não é suficiente para descrever o fenômeno (Bastian & de Mink, 2009; Piatti & Bastian, 2016a). Por outro lado, diversos trabalhos têm sido bem sucedidos em explicar a presença do PSSPe através do uso de modelos com diferentes velocidades de rotação (Bastian & de Mink, 2009; Brandt & Huang, 2015; D’Antona et al., 2015; D’Antona et al., 2017; Georgy et al., 2019; Yang et al., 2013).

Em geral, isócronas com rotação são caracterizadas, para além das suas idades e composições químicas iniciais pela sua velocidade angular inicial ω_i . Este parâmetro é, tipicamente, escolhido como uma fração da velocidade de rotação crítica ω_c . Como expresso em (Nguyen et al., 2022):

$$\omega_c = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \sqrt{\frac{GM}{R_{\text{pol}}^3}} \quad (3.15)$$

sendo G a constante da gravitacional universal e M a massa contida até o raio R_{pol} (medido entre o centro e o polo da estrela). Nesta definição, a velocidade angular crítica corresponde ao valor no qual a força centrífuga se iguala à gravidade superficial avaliada no equador. Assim, $0 \leq \omega_i < \omega_c$, com $\omega_i = 0$ correspondendo ao caso sem rotação.

Uma particularidade de modelos com rotação é que o brilho das estrelas não é mais emitido isotropicamente, como presumido na Equação 1.2, uma vez que a rotação deforma a estrutura estelar, achatando-a na região dos polos e fazendo com que ela seja, observacionalmente, mais brilhante e mais quente que o equador. Desta forma, a magnitude das estrelas depende da inclinação relativa entre a linha de visão e o eixo de rotação da estrela. A Figura 32 mostra, para diferentes idades e $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,5$ uma comparação entre isócronas PARSEC+COLIBRI sem rotação (nas mesmas especificações das usadas na Seção 3.3) e isócronas PARSEC correspondentes, na versão 2,0 (Nguyen et al., 2022), com rotação correspondente a $\omega_i = 0,90\omega_c$.

Nela vemos que, para idades ~ 100 Ma, as isócronas com rotação são, em geral, consideravelmente mais brilhantes que as sem rotação para fases próximas e posteriores ao PSSP. No caso de idades $1 \sim 2$ Ga, vemos que a sequência principal tende a tornar-se mais avermelhada. Além disso, na região do PSSP, há uma variação maior do brilho com o ângulo de inclinação, com ângulos próximos de 0° (i.e., dos polos) sendo mais brilhantes. Tal variação produz o efeito estendido, usado para reproduzir o PSSPe, como mencionado anteriormente. Tal dispersão segue presente no ramo das subgigantes, mas diminui conforme os modelos se aproximam do ramo das gigantes vermelhas, a partir de onde elas se tornam negligenciáveis. Por fim, para populações mais velhas (de 3 Ga em diante), as diferenças entre os modelos com e sem rotação ficam desprezíveis.

Dada a importância das isócronas com rotação na análise de aglomerados com idades $\lesssim 2$ Ga, buscamos estender o código *SIESTA*, para ser compatível também com

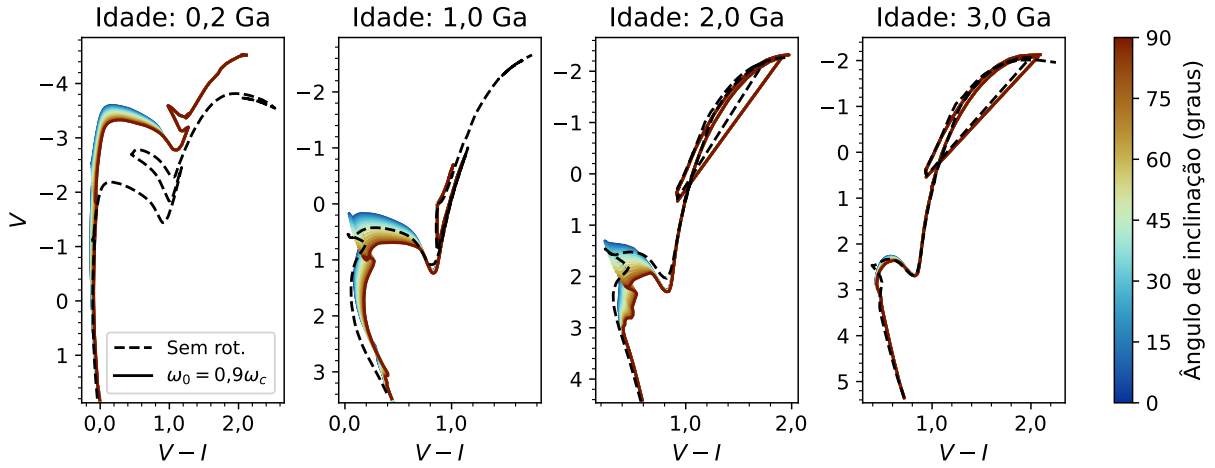


Figura 32 – Comparação entre isócronas PARSEC (ver texto para versões) sem rotação (linha preta, pontilhada) e com rotação ($\omega_i = 0,90\omega_c$; linha colorida, contínua, com cores representando o ângulo de inclinação entre o eixo de rotação e a linha de visão) para diferentes idades, conforme indicado em cada painel. A metalicidade de todas as isócronas é de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,5$.

estes modelos. Para tal, é necessário buscar estratégias para lidar com a dependência das magnitudes com o ângulo de inclinação. Uma possibilidade, seria usar a magnitude média entre as várias inclinações. Neste caso, a versão do código descrita na Seção 3.1 já poderia ser usada sem modificações adicionais. Contudo, não seria possível reproduzir a dispersão observada na região do PSSP para aglomerados com idades $1 \sim 2$ Ga.

Assim, para incorporar esta dependência, para cada estrela artificial amostrada, além de uma massa inicial, geramos um ângulo de inclinação aleatoriamente entre 0° e 90° , empregando uma distribuição uniforme de números pseudoaleatórios. As isócronas, para uma certa idade e metalicidade, bem como uma certa velocidade angular inicial, são, então, interpoladas em massa inicial e ângulo de inclinação para obter as magnitudes dos DCMs sintéticos.

3.4.3 Exemplo de aplicação das funções adicionais

Como um exemplo dos recursos adicionais do código SIESTA repetimos a análise do aglomerado LW 459, feita na Seção 3.3, usando pesos estatísticos e isócronas com rotação. Para os pesos, escolhemos uma magnitude limite de $V_{\text{lim}} = 21.5$ (Equação 3.14), próxima ao PPSP do aglomerado. Já para os ajustes, usamos uma grade de isócronas PARSEC, versão 2,0 (note que, para esta versão, não há compatibilidade com os modelos COLIBRI para fases mais avançadas da evolução estelar), também com composição química em escala solar e $\omega_i = 0,90\omega_c$.

A nova grade possui, ainda, $8,00 \leq \log t_{[\text{anos}]} \leq 9,70$ e $-0,88 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq +0,33$, ambos em passos de 0,01 dex. Os intervalos são menores que os empregados anteriormente. Em particular, o novo intervalo de metalicidades corresponde ao próprio intervalo para

o qual há isócronas PARSEC 2,0 disponíveis. De toda forma, dados os valores obtidos com os modelos sem rotação (ver Figura 31), não esperamos que isto tenha um impacto significativo nos novos ajustes.

As demais especificações do ajuste foram idênticas às usadas na Seção 3.3. O resultado pode ser visto na Figura 33. Vemos que as novas distribuições de probabilidade possuem dois picos, evidentes nas marginalizações em idade e metalicidade. Como discutido em VISCACHA XIIe no Apêndice C, isto corresponde à presença de mais de um conjunto de parâmetros representativos do aglomerado.

Tal ambiguidade não apareceu no ajuste anterior do mesmo aglomerado e surgiu devido à introdução dos modelos com rotação pois, apenas introduzindo os mesmos pesos estatísticos no ajuste sem rotação, obtemos uma solução semelhante à apresentada na Seção 3.3. da mesma forma, removendo os pesos neste ajuste, seguimos obtendo distribuições de probabilidade parecidas.

Seria possível usar *priors* para restringir o espaço de parâmetros ao redor de cada pico, efetivamente avaliando cada solução separadamente. No entanto, não dispomos de critérios objetivos para discernir um conjunto de parâmetros em favor do outro, já que, por exemplo, não possuímos uma avaliação espectroscópica da metalicidade que poderia indicar o valor mais adequado para o aglomerado. Além disso, nenhuma das duas soluções possui valores incompatíveis com um aglomerado da GNM.

De toda forma, tal procedimento não é necessário para este aglomerado: como vemos nos painéis centrais da Figura 33, as funções gaussianas assimétricas ajustadas às probabilidades marginalizadas englobam as duas soluções, assim como as incertezas atribuídas sobre os valores finais. Assim, podemos considerar que a solução apresentada compreende a degenerescência entre a idade e a metalicidade.

Comparando os valores obtidos com as isócronas com rotação, observamos um ligeiro aumento na metalicidade e na distância e uma redução na idade e na fração de binárias. Todas as variações, porém, ficaram, dentro dos intervalos de incerteza. Discutiremos mais as diferenças entre ajustes com modelos com e sem rotação no Capítulo 4.

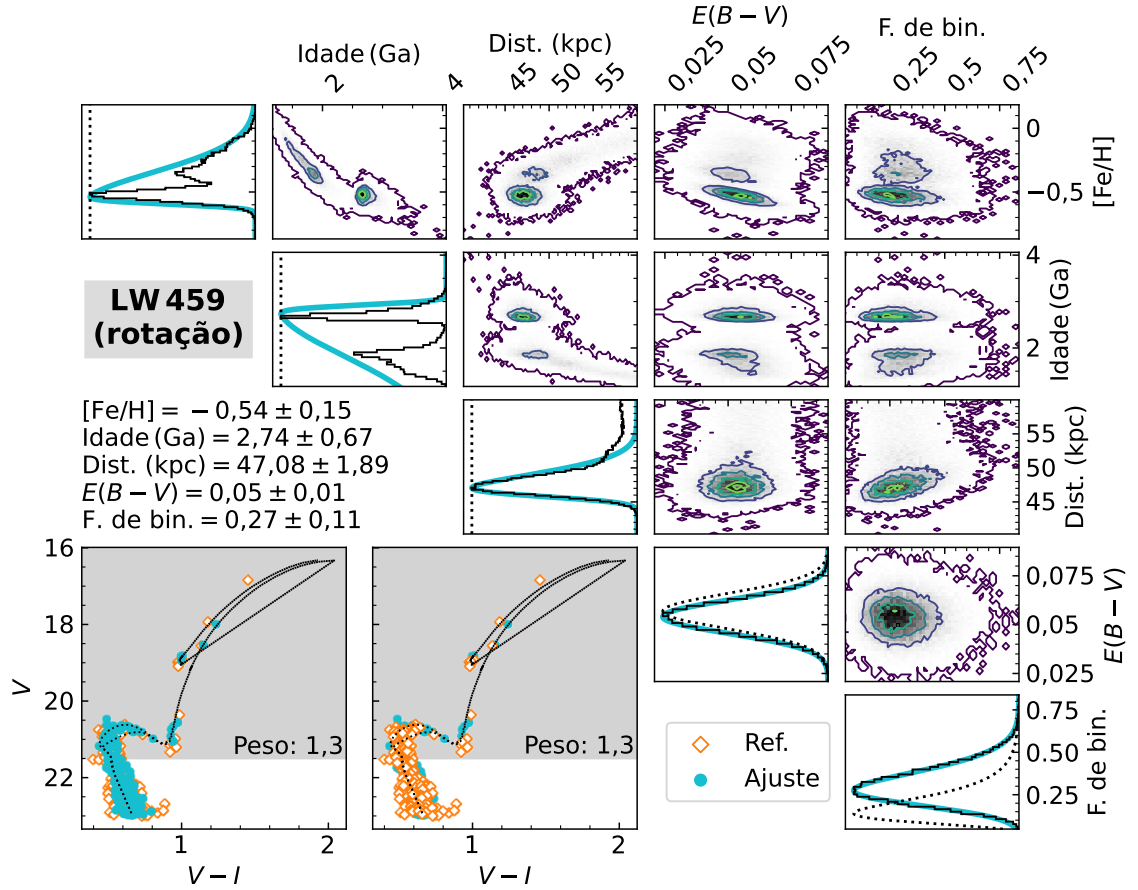


Figura 33 – Figura semelhante à 31, com o ajuste do aglomerado LW 459 com pesos estatísticos de acordo com as magnitudes e isócronas com rotação. A região cinza nos DCMs mostrados no campo inferior esquerdo indica as magnitudes para as quais pesos foram introduzidos no cálculo da verossimilhança, com o valor de $w(V \leq V_{lim})$, conforme expresso na Equação 3.14 indicado na própria figura. Já em relação as isócronas, são mostradas apenas aquelas correspondentes aos ângulos de inclinação de 0° e 90° .

4 Distribuição espacial e relação idade-metalicidade dos aglomerados analisados

No presente capítulo, apresentaremos os resultados da caracterização de 85 dos 86 aglomerados analisados nesta tese. O objeto restante corresponde ao SL 2 e será discutido separadamente no Capítulo 5, por ter sido descoberto como membro da lacuna de idades da GNM. A partir das idades, metalicidades e distâncias dos aglomerados, investigaremos a estrutura e evolução da periferia da GNM, conforme os objetivos apresentados na Seção 1.4.

4.1 Caracterização dos aglomerados

Para a caracterização dos aglomerados, foram aplicados os processos de tratamento das imagens, fotometria e descontaminação descritos no Capítulo 2. De posse dos DCMs descontaminados, utilizamos o código **SIESTA**, apresentado no Capítulo 3, para determinar as idades, metalicidades, distâncias, excessos de cor e fração de binárias dos 85 aglomerados estudados no presente capítulo. Para os ajustes, utilizamos as seguintes especificações.

Em um primeiro momento, empregamos uma grade de isócronas sem rotação e com composição química em escala solar PARSEC+COLIBRI (Bressan et al., 2012; Marigo et al., 2013; Marigo et al., 2017) versões 1,2S (Chen et al., 2014, 2015; Tang et al., 2014) e S37 (Pastorelli et al., 2020), S35 (Pastorelli et al., 2019) e PR16 (Marigo et al., 2013; Rosenfield et al., 2016, a depender do intervalo de metalicidade), respectivamente. A grade possui $6,00 \leq \log t_{\text{anos}} \leq 10,15$ e $-2,19 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq +0,50$, ambos em passos de 0,01 dex.

Os DCMs sintéticos foram inicializados com 50.000 estrelas artificiais. Quanto às binárias, foi usada uma razão mínima de massa de $q = 0,6$. Os ruídos fotométricos adicionados foram de, no máximo, três vezes a incerteza na magnitude correspondente. Para o excesso de cor, o expressamos em termos de $E(B - V)$ e usamos a lei de extinção de Cardelli et al. (1989) e O'Donnell (1994) com $R_V = 3,1$ para uma estrela G2V para relacionar os coeficientes de extinção nas diferentes bandas.

Foram usados um total de 108 caminhantes, com três valores iniciais de idade, metalicidade e distância e dois de excesso de cor e fração de binárias, centrados em um conjunto de parâmetros ajustados visualmente. Já para o critério de convergência, além da estabilização dos tempos de autocorrelação, exigiu-se que cadeia possuísse, no mínimo, 25τ iterações para todos os parâmetros. Aplicamos pesos estatísticos nos ajustes, definindo magnitudes limite na região do PSSP dos aglomerados, conforme descrito na Seção 3.4.

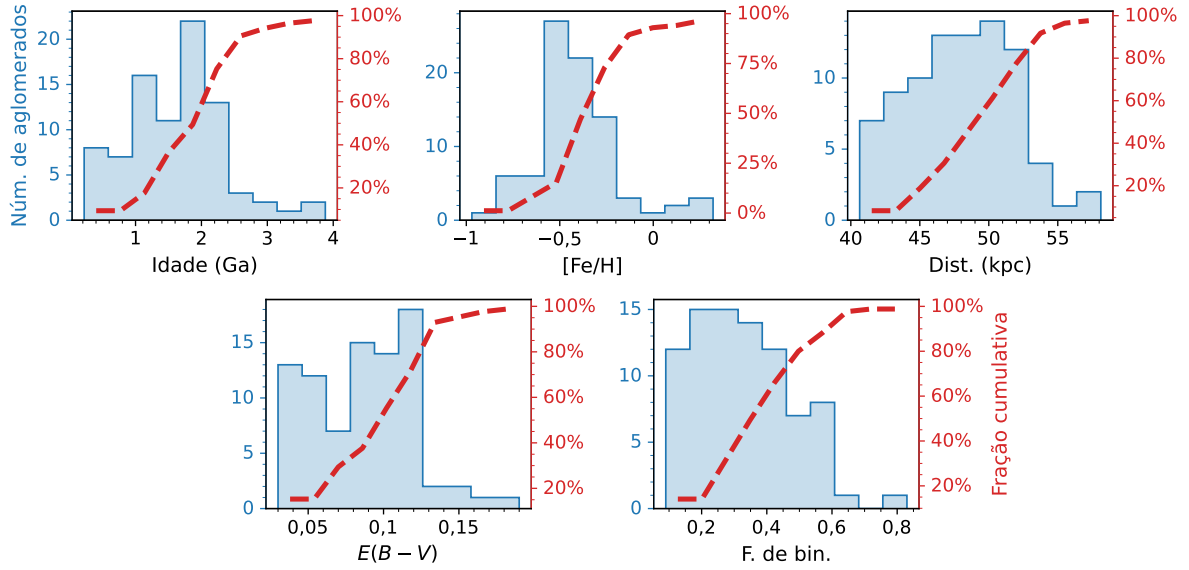


Figura 34 – Em azul, histogramas representando a distribuição de cada parâmetros ajustados com isócronas PARSEC+COLIBRI sem rotação, com valores correspondentes ao eixo vertical à esquerda. Em vermelho, a distribuição cumulativa dos mesmos parâmetros, correspondente aos eixo vertical à direita.

Como *priors* foram usados uma distribuição normal centrada no valor esperado para o excesso de cor na região do aglomerado, conforme os mapas de extinção de Schlegel et al. (1998)¹, com um desvio padrão de 16%, conforme a precisão média reportada pelos autores, e uma distribuição log-normal para a fração de binárias com $q \geq 0,6$, conforme a obtida por Donada et al. (2023) para 202 aglomerados abertos na Galáxia. Para os demais parâmetros, distribuições uniformes foram empregadas usando os intervalos da própria grade de isócronas para a idade e a metalicidade e entre 40 e 60 kpc para a distância.

Os resultados obtidos com os ajustes estão apresentados na Tabela 5, no Apêndice A. A Figura 34 mostra a distribuição dos valores de cada parâmetro. Vemos que a distribuição de distâncias apresenta um pico em torno de 50 kpc, o que é consistente com a distância heliocêntrica da GNM (De Grijs et al., 2014). Porém, observa-se que a distribuição é assimétrica, com $\sim 60\%$ dos aglomerados estando mais próximos que 50 kpc.

Em segundo lugar, observamos que a distribuição do excesso de cor apresenta dois picos, em torno de $E(B - V) \sim 0,05$ e $\sim 0,1$. Isto está relacionado com a própria distribuição dos aglomerados na galáxia, como será visto posteriormente.

Por fim, destacamos que, na distribuição das idades, todos os 85 aglomerados analisados são mais jovens que 4 Ga. Além disso, $\sim 85\%$ deles são mais jovens do que 2,5 Ga. Como apresentado na Seção 3.4, neste intervalo de idades, esperamos que o fenômeno do PSSPe afete o DCM dos aglomerados (Milone et al., 2009, 2023).

¹ Disponível em <https://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/> (acesso em 3 de junho de 2025).

Uma avaliação dos efeitos do PSSPe sobre os parâmetros dos aglomerados exigiria uma análise individual detalhada de cada um (como feito, por exemplo, em Cordoni et al., 2018; Correnti et al., 2017; D’Antona et al., 2015; Piatti & Bastian, 2016a), o que foge ao escopo deste trabalho, no qual buscamos determinar os parâmetros médios dos aglomerados para estudar as características da periferia da GNM. Por outro lado, é necessário considerar as evidências de que o fenômeno é causado pela presença de estrelas com diferentes velocidades de rotação (Bastian & de Mink, 2009; Brandt & Huang, 2015; D’Antona et al., 2015; D’Antona et al., 2017; Georgy et al., 2019; Yang et al., 2013).

Como pode ser visto na Figura 32, a introdução de rotação em simulações da evolução estelar pode alterar significativamente a forma das isócronas, particularmente para idades menores que 2 Ga, com os efeitos tornando-se mais intensos em idades menores. Desta forma, a presença de estrelas com altas velocidades de rotação entre os aglomerados analisados pode fazer com que não seja adequado utilizar modelos sem rotação, como feito anteriormente. Por outro lado, uma confirmação da velocidade de rotação das estrelas dos aglomerados só poderia ser feita de maneira confiável com uma caracterização com espectroscopia ou fotometria em séries temporais (Marino et al., 2018; Meibom et al., 2011), ambas as quais não temos disponíveis.

Assim, como um compromisso, refizemos os ajustes anteriores para os aglomerados utilizando uma nova grade de isócronas PARSEC 2.0 (Nguyen et al., 2022) com rotação usando a extensão do código SIESTA apresentada na Seção 3.4. Especificamente, adotamos um valor de velocidade angular inicial $\omega_i = 0,90\omega_c$.

A grade de isócronas adotada possui metalicidade $-0,88 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq +0,33$, o que corresponde ao intervalo atualmente fornecido para estes modelos². Já para as idades adotamos valores entre $8,00 \leq \log t_{[\text{anos}]} \leq 9,70$, ambos em intervalos de 0,01 dex. Para as demais especificações para os ajustes, foram adotadas as mesmas usadas anteriormente, nos modelos sem rotação.

A escolha de um valor próximo do crítico para a rotação inicial das estrelas foi feita para que possamos ganhar intuição do intervalo no qual os parâmetros determinados podem variar devido à presença do fenômeno. Desta forma, tendências que apareçam nos ajustes com e sem rotação são, com mais segurança, características reais da periferia da GNM. Em contrapartida, caso alguma tendência seja observada apenas em um tipo de ajuste, é necessário ter em mente que ela pode ser um efeito de se considerar ou não a velocidade de rotação das estrelas do aglomerado, necessitando uma investigação mais detalhada no futuro para serem confirmadas.

Na Tabela 6 do Apêndice A são exibidos os resultados dos ajustes com rotação para os 85 aglomerados analisados neste capítulo. Já a Figura 73, no mesmo apêndice,

² Considerando a versão 3,8 do formulário de entrada das isócronas PARSEC+COLIBRI (<https://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>, acesso em 3 de junho de 2025.)

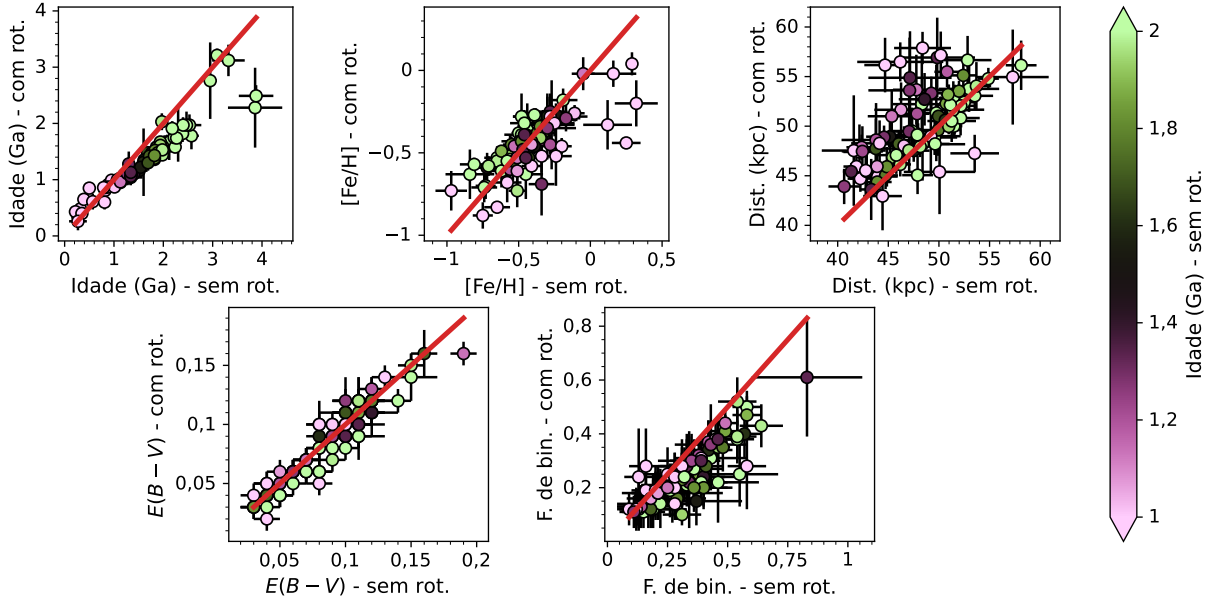


Figura 35 – Comparação entre os valores ajustados com isócronas PARSEC+COLIBRI sem rotação (eixo horizontal) e isócronas PARSEC com rotação de $\omega_i=0,90\omega_c$, (eixo vertical; veja texto para as versões). Em cada painel, os pontos representam os aglomerados, cujas cores indicam suas idades, obtidas com modelos sem rotação. A linha vermelha corresponde à reta na qual ambos os ajustes forneceriam o mesmo valor.

mostra os DCMs observados e ajustados para os aglomerados, tanto nos casos sem rotação, quanto incluindo o fenômeno. Na Figura 35, por sua vez, é exibida uma comparação entre os valores obtidos com cada ajuste.

Em geral, as metalicidades e excessos de cor são compatíveis nos resultados dos ajustes com e sem rotação. No caso do excesso de cor, isto é consequência do *prior* usado para este parâmetro. Já para a metalicidade, uma diferença significativa ocorre para objetos nos quais, com modelos sem rotação, obtivemos $0,00 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim +0,25$. Para eles, os ajustes com rotação forneceram valores $-0,50 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim 0,00$.

Para aglomerados mais jovens que ~ 1 Ga (considerando modelos sem rotação), as idades tendem a ser compatíveis entre os dois modelos, enquanto as distâncias são, em média maiores nos ajustes com rotação. Por outro lado, para aglomerados mais velhos que 1 Ga, a tendência se inverte, de modo que as distâncias são, tipicamente iguais, mas as idades nos ajustes com rotação são menores.

Tais diferenças se devem às próprias variações no formato das isócronas com e sem rotação, conforme ilustrado na Figura 32. Heuristicamente, para populações com ~ 100 Ma modelos com rotação são, tipicamente, mais brilhantes, de modo que o aumento da distância compensaria este efeito. Por outro lado, para idades $1 \sim 2$ Ga vemos que a SP se torna mais vermelha e o PSSP mais disperso, a depender do ângulo de inclinação. Ademais, o PSSP das isócronas com rotação tornam-se menores brilhantes conforme a

idade avança, se comparados a uma isócrona com os mesmos parâmetros, mas sem rotação. Neste cenário, a redução da idade, aumenta o brilho do PSSP e o desloca para cores mais azuladas, contrabalanceando o efeito da rotação.

Por fim, há uma tendência sistemática da fração de binárias ser menor nos modelos com rotação. Isto pode ser explicado pelo fato de que a introdução de rotação produz uma dispersão intrínseca nas cores e magnitudes das estrelas, especialmente na região do PSSP, devido aos múltiplos ângulos de inclinação possíveis para o eixo de rotação das estrelas. Tal dispersão tem um efeito similar à introdução de binárias no DCM, de modo que uma fração menor destes objetos é necessária para se reproduzir as observações, em particular em aglomerados que apresentam o PSSPe.

4.2 Relação da fração de binárias e do excesso de cor com os *priors* aplicados

Como mencionado na seção passada, *priors* foram aplicados tanto para a fração de binárias quanto para o excesso de cor dos aglomerados. Isto foi feito para orientar os ajustes sobre estes dois parâmetros, de modo a produzir valores mais confiáveis de idade, metalicidade e distância, que são as grandezas que têm relação direta com a estrutura e evolução da GNM.

Em relação às binárias não resolvidas simuladas, foi feita uma limitação para a razão mínima de massa de 60%. Com isso, aplicamos como *prior* a distribuição empírica encontrada por Donada et al. (2023). Tal distribuição apresenta um pico em 0,14, com apenas 9% dos aglomerados estudados possuindo uma fração maior que 0,35.

Já para os aglomerados da GNM analisados neste capítulo, como pode ser visto na Figura 34, a distribuição da fração de binárias obtida nos ajustes sem rotação possui um pico em torno de 0,25 e cerca de 50% dos aglomerados possuem frações maiores que 0,35.

O aumento em relação ao *prior* utilizado é esperado, pois a distribuição de Donada et al. (2023) refere-se apenas a sistemas binários fisicamente ligados, não incluindo as estrelas cujas coordenadas são próximas demais, além do limite de resolução do telescópio. Apesar do uso de óptica adaptativa pelo levantamento VISCACHA, tais objetos estarão inevitavelmente presentes nas imagens, em uma quantidade que depende da densidade e número de estrelas do aglomerado e da qualidade da imagem obtida durante a observação.

Outro fenômeno significativo é a presença de PSSPe no DCM dos aglomerados, como mencionado na seção anterior, o que leva a um excesso na fração de binárias nos modelos sem rotação. De fato, os valores para a fração de binárias nos ajustes com rotação tendem a se distribuir mais do *prior* utilizado, como pode ser visto na Figura 36. Há, ainda, um excesso, pelo motivo apontado anteriormente.

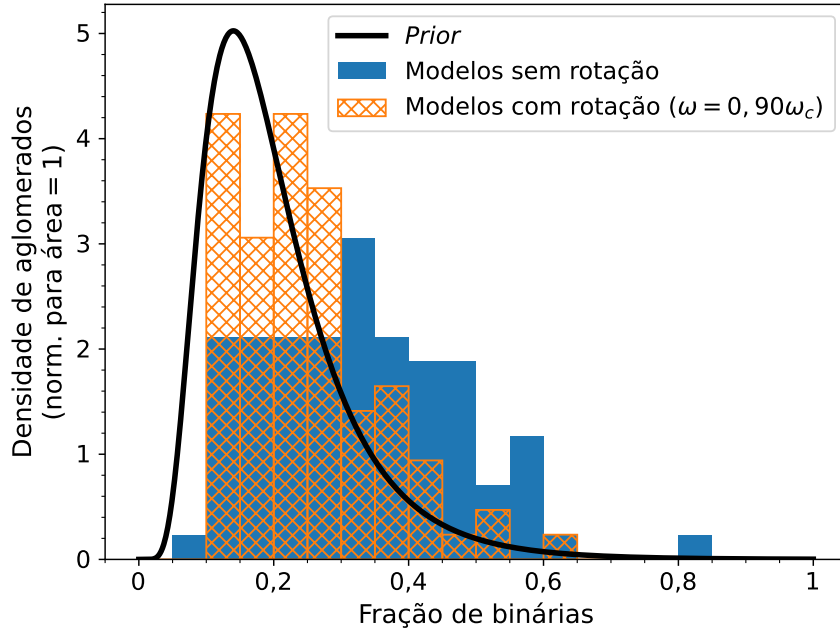


Figura 36 – Distribuição da fração de binárias obtida para os aglomerados analisados neste capítulo para ajustes com e sem rotação. A linha preta corresponde à distribuição obtida por Donada et al. (2023) para a fração de binárias de 202 aglomerados abertos da VL, com razão mínima de massa de 0,6. Os histogramas e a curva foram normalizados de modo que a área entre 0 e 1 seja de uma unidade.

Em relação ao excesso de cor, o painel esquerdo da Figura 37 mostra os valores obtidos nos ajustes em relação aos fornecidos por Schlegel et al. (1998), nas coordenadas dos aglomerados. Vemos que, em geral, há uma boa concordância entre os valores tanto nos ajustes com modelos sem rotação quanto nos feitos incluindo o fenômeno.

Adicionalmente, o painel direito da mesma figura exibe as coordenadas dos aglomerados, com cores indicando os respectivos valores de $E(B - V)$ fornecidos por Schlegel et al. (1998). Vemos que, tipicamente, o excesso de cor na região norte da GNM é da ordem de $E(B - V) \sim 0,05$, enquanto na região sul, ele sobe para $E(B - V) \gtrsim 0,1$, o que resulta na bimodalidade observada na Figura 34.

4.3 Comparação com a literatura científica

Antes de analisarmos os resultados obtidos para os aglomerados, discutimos a consistência entre os valores encontrados no presente trabalho para a sua idade, metalicidade e distância com caracterizações anteriores dos mesmos objetos.

Para tal, fizemos uma pesquisa na plataforma SIMBAD³, administrada pelo Centro de Dados Astronômicos de Estrasburgo, e considerando apenas publicações em periódicos científicos revisados por pares até 20 de março de 2025. Ao final da busca, foram encon-

³ <https://simbad.cds.unistra.fr/simbad/>

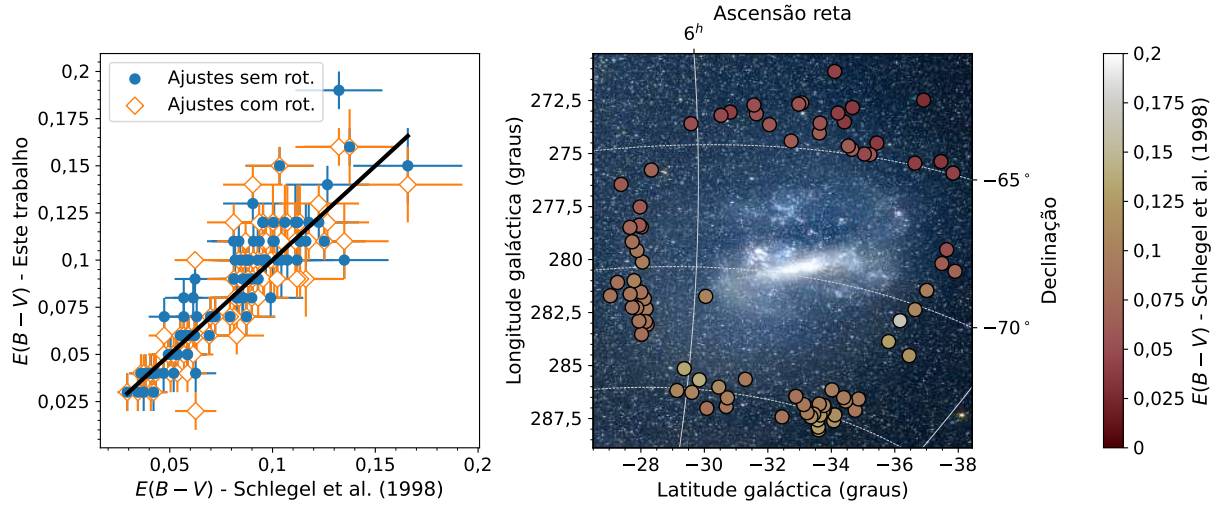


Figura 37 – O painel da esquerda exibe os resultados para o excesso de cor $E(B - V)$ obtidos dos ajustes feitos neste trabalho (com modelos com e sem rotação, conforme a legenda da imagem) em relação aos valores de Schlegel et al. (1998) para as mesmas coordenadas. A linha preta indica a igualdade entre os dois valores. O painel da direita mostra as posições dos aglomerados com as cores indicando o valor de $E(B - V)$, segundo Schlegel et al. (1998). Ao fundo, é mostrada a mesma imagem composta no óptico da GNM exibida na Figura 16 (crédito: Alex Mellinger; Mellinger, 2009).

tradas determinações de idade para 31, de metalicidade para 30 e de distância para 21 dos 85 aglomerados estudados. **Isto significa que, para a maioria dos objetos, estamos apresentando sua primeira caracterização, com valores inéditos de idade, metalicidade e distância para 54 (64%), 55 (65%) e 64 (75%) aglomerados, respectivamente.**

A Tabela 7, no Apêndice A compila os resultados encontrados na literatura. Já a Tabela 8, no mesmo apêndice, oferece uma descrição curta sobre a análise aplicada em cada referência.

4.3.1 Trabalhos que empregam ajustes de isócronas

Entre os trabalhos reunidos, 14 usam a técnica do ajuste de isócronas no estudo dos aglomerados. Para tal, são empregados diferentes dados fotométricos, variando, entre os estudos, os telescópios, instrumentos, bandas e tempos de exposição utilizados. A maioria dos dados utilizados contudo, foram obtidos em telescópios terrestres menores, sem óptica adaptativa e/ou com tempos de exposição inferiores aos empregados pelo levantamento VISCACHA. Assim, esperamos que os DCMs usados nesses trabalhos possuam, majoritariamente, um limite fotométrico mais restritivo e incertezas sobre as cores e magnitudes maiores se comparados aos analisados na presente tese.

Além disso, variam entre os estudos também as técnicas de descontaminação das estrelas de campo, os modelos de evolução estelar usados na comparação com os dados

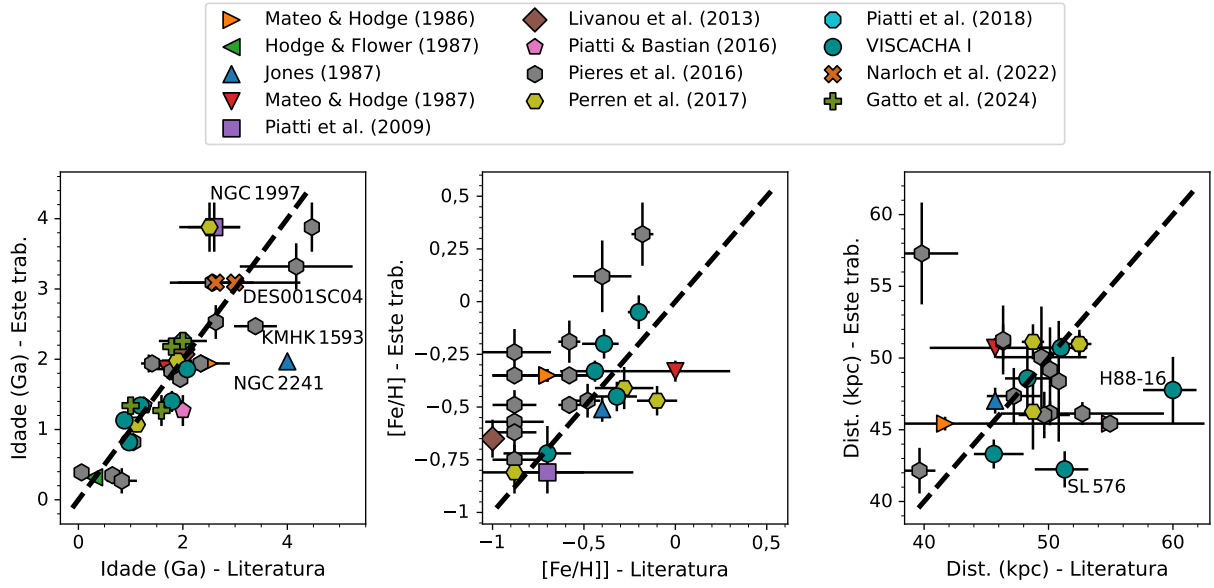


Figura 38 – Em cada painel são mostrados, no eixo horizontal, os resultados para idades, metalicidades e distâncias obtidos em diferentes caracterizações dos aglomerados estudados neste capítulo usando ajuste de isócronas, conforme indicado na legenda. No eixo vertical, são mostrados os resultados obtidos no presente trabalho, a partir de ajustes com modelos sem rotação. As retas tracejadas pretas em cada painel indicam a igualdade entre os valores de cada eixo.

observados e a própria estratégia para o ajuste de isócronas. Com exceção de Perren et al. (2017), por exemplo, nenhum dos trabalhos apresentados na Tabela 7 utiliza DCMs sintéticos. Além disso, várias das caracterizações empregam ajustes visuais e valores fixos para a metalicidade e/ou a distância dos aglomerados.

A Figura 38 contém os resultados obtidos no presente trabalho, em função das caracterizações anteriores, feitas também com ajustes de isócronas. A comparação, neste caso, é feita apenas para os ajustes sem rotação, pois o fenômeno não é incluído nos estudos compilados.

Em relação às idades, há uma tendência de concordância entre os valores encontrados em múltiplos trabalhos, em particular para aglomerados mais jovens que ~ 2 Ga. Para idades maiores, diferenças significativas ocorrem em relação aos trabalhos de Jones (1987); Perren et al. (2017); Piatti et al. (2009); Pierres et al. (2016).

Em particular, o aglomerado NGC 1997 aparece três vezes na figura, por ter sido analisado por Piatti et al. (2009), que obteve uma idade de $2,6 \pm 0,5$ Ga, por Perren et al. (2017), que encontrou $2,51 \pm 0,58$ Ga e por Pierres et al. (2016), que obteve $4,47 \pm 0,10$ Ga. Na caracterização feita na presente tese, obtivemos uma idade de $3,88 \pm 0,35$ Ga (modelos sem rotação) e $2,49 \pm 0,19$ Ga (modelos com rotação; $\omega_i = 0,90\omega_c$). Os resultados dos ajustes são mostrados nos painéis 45 da Figura 73, no Apêndice A, onde vemos que há uma boa concordância entre os modelos ajustados e as observações.

Em relação aos resultados de Perren et al. (2017); Piatti et al. (2009), ambos os trabalhos usam os mesmos dados, obtidos em um telescópio de 0,9m com tempos de exposição de 600 s na banda *R* e 1800 s na banda *C*. Dado o tempo de exposição e tamanho do telescópio, as observações têm dificuldade em resolver o PSSP do aglomerado, como pode ser visto na Figura 9 de Piatti et al. (2009). Já Pieres et al. (2016) utiliza observações em um telescópio de 4 m, mas com tempos de exposição de 20 a 30 vezes menores que os empregados nas observações do VISCACHA, de tal sorte que é razoável supor que uma dificuldade similar ocorra.

Isto pode levar às diferenças nos valores de idade entre os trabalhos. Neste caso, acreditamos que a fotometria mais profunda obtida pelo VISCACHA, capaz de resolver com nitidez a sequência principal do aglomerado, oferece os resultados mais confiáveis.

Uma situação similar ocorre para os aglomerados DES001SC04 e KMHK 1593 para os quais Pieres et al. (2016) reportam idades de $(4,17 \pm 1,08)$ Ga e $(3,39 \pm 0,41)$ Ga, respectivamente. Os ajustes feitos no presente trabalho para os aglomerados podem ser vistos nos painéis 43 e 61 da Figura 73, no Apêndice A. Para ambos, obtivemos idades consideravelmente menores.

Juntamente ao NGC 1997, eles são os objetos mais velhos da amostra comum entre Pieres et al. (2016) e a presente tese. Para os três, nossa análise resultou em idades menores que as obtidas pelos autores, o que pode ser atribuído ao fato dos dados do VISCACHA resolverem melhor as estrelas no PSSP dos aglomerados. De fato, as conclusões são semelhantes ao que foi demonstrado em VISCACHA V, como mencionado na Seção 1.2.

No caso dos aglomerados NGC 1997, DES001SC04 destacamos, ainda, que as idades encontradas por Pieres et al. (2016), de $4,47 \pm 0,10$ Ga e $4,17 \pm 1,08$ Ga, respectivamente, os posicionariam na lacuna de idades da GNM. Por outro lado, os resultados obtidos na presente tese, para ambos os aglomerados, são, independente da inclusão de rotação, mais jovens de 4 Ga.

Por fim, o aglomerado NGC 2241 foi analisado também por Jones (1987), que obteve uma idade de 4,00 Ga. O autor utilizou observações fotográficas com incertezas grandes sobre as magnitudes e limitadas em $V \sim 21$. O resultado do ajuste para o aglomerado obtido nesta tese pode ser visto nos painéis 71 da Figura 73, no Apêndice A. Novamente, um valor menor para a idade foi encontrado, o que atribuímos à maior profundidade e precisão da fotometria obtida pelo levantamento VISCACHA.

Em relação à metalicidade, a principal diferença que observamos é de que os valores obtidos nesta tese são, sistematicamente, maiores que os encontrados por Pieres et al. (2016). Destacamos, porém, que os próprios autores encontraram uma tendência similar entre seus resultados e o de outras caracterizações (Figura 8 de Pieres et al., 2016).

Finalmente, em relação às distâncias, observamos a maior dispersão entre múltiplos trabalhos, o que é consequência, em parte, das diferenças sobre os demais parâmetros ajustados, incluindo o excesso de cor. Destacamos, em particular, o caso dos aglomerados H88-16 e SL 576, que foram analisados nesta tese e em VISCACHA I, também com dados do levantamento VISCACHA, embora usando descontaminações feitas independentemente e métodos de ajuste de isócrona distintos. Os ajustes para estes objetos obtidos nesta tese podem ser vistos nos painéis 23 e 48 da Figura 73, no Apêndice A.

Em VISCACHA I foram obtidos valores de distância de $60,0_{-2,4}^{+1,9}$ kpc, para o H88-16, e $51,3_{-2,4}^{+1,9}$ kpc, para o SL 576. Ambos os valores são maiores que os obtidos nesta tese, de $47,77 \pm 2,31$ kpc e $42,24 \pm 1,16$, considerando os ajustes com modelos sem rotação.

Adicionalmente, em VISCACHA I foram encontrados $E(B - V)_{\text{H88-16}} = 0,05_{-0,01}^{+0,03}$ e $E(B - V)_{\text{SL61}} = 0,02_{-0,01}^{+0,03}$. Por outro lado, dos mapas de excesso de cor de Schlegel et al. (1998), esperamos valores de $E(B - V)$ de $0,10 \pm 0,02$ e $0,13 \pm 0,02$, na região destes objetos, respectivamente. Tais valores foram utilizados como *priors* em nossos ajustes, de tal sorte que os excessos de cor obtidos foram próximos deles.

Caso os valores de Schlegel et al. (1998) fossem aplicados nos ajustes de VISCACHA I, novas distâncias seriam obtidas, para compensar a variação nas magnitudes. Considerando $R_V \equiv \frac{A_V}{E(B-V)} = 3,1$, isto corresponderia à uma distância de ~ 56 kpc, para o H88-16, e ~ 44 kpc, para o SL 576. Isto sem levar em conta o impacto sobre os demais parâmetros, que precisariam compensar, também, o deslocamento em cores, o que, por sua vez, levaria a alterações adicionais nas distâncias.

4.3.2 Outras determinações de idade e distância

Existem, ainda, outras caracterizações das idades dos aglomerados analisados neste trabalho, que usam métodos diferentes do ajuste de isócronas. Tais resultados são mostrados, em relação aos valores obtidos na presente tese, no painel esquerdo Figura 39. Novamente, considerando apenas os ajustes sem rotação. A maioria dos trabalhos (Bica et al., 1998; Geisler et al., 1997; Piatti, 2011, 2012b; Piatti et al., 2009) utiliza relações empíricas entre a distância do PSSP e do AV no DCM dos aglomerados. Para alguns objetos, resultados consistentes são encontrados, porém, há diversas exceções.

Começamos com os aglomerados H 4, para o qual Geisler et al. (1997) encontraram dois possíveis valores de idade ($2,8 \sim 3,2 \pm 0,2$) Ga e SL 388 para o qual Geisler et al. (1997) reportam ($2,6 \pm 0,2$) Ga e Bica et al. (1998), ($2,2 \pm 0,2$) Ga. Os ajustes para estes dois aglomerados feitos neste trabalho, para modelos com e sem rotação, são mostrados nos painéis 47 e 41 da Figura 73, no Apêndice A, respectivamente

Estes objetos possuem um número relativamente alto de estrelas. Pela Tabela 4, no Apêndice A, vemos que, para o H 4, identificamos 801 estrelas membro e para o SL 388,

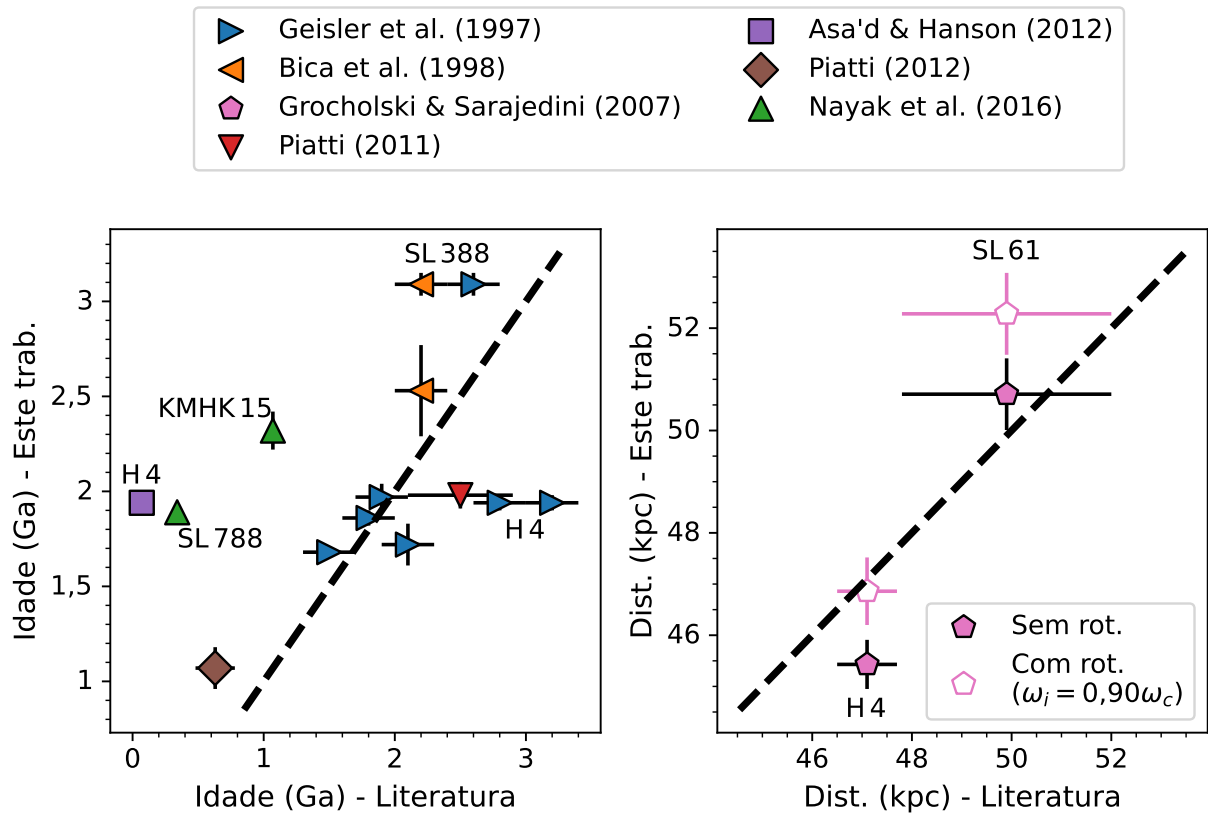


Figura 39 – Figura similar à 38 para resultados de idade (painel esquerdo) e distância (direito) obtidos para caracterizações anteriores dos aglomerados estudados neste capítulo usando diferentes métodos. No painel da esquerda são exibidos apenas resultados dos ajustes que obtivemos com modelos sem rotação.

1.726, fazendo destes aglomerados dois dos mais populosos analisados nesta tese (ver Figura 20). Além disso, ambos apresentam dispersão significativa na região do PSSP e, no caso do H 4, no AV. A combinação destes fenômenos pode dificultar a avaliação das cores e magnitudes destas regiões, necessárias para a avaliação das idades pelo método empírico.

Também no painel esquerdo da Figura 39, exibimos as determinações de Asa'd & Hanson (2012) para o H 4, feita a partir da cor integrada do aglomerado, e de Nayak et al. (2016) para o SL 788 e o KMHK 15 a partir da cor do PSSP dos aglomerados. Em todos os casos, obtivemos idades consideravelmente maiores que as encontradas pelos autores. Os ajustes para o SL 788 feitos neste trabalho podem ser vistos nos painéis 59 da Figura 73 do Apêndice A. Já os do KMHK 15 são exibidos nos painéis 6, da mesma Figura.

No caso do valor obtido por Asa'd & Hanson (2012), ele é consideravelmente menor que o de outras caracterizações para o mesmo aglomerado, além da apresentada neste capítulo (como mostra a Tabela 7, do Apêndice A). Adicionalmente, os autores reportaram dispersão considerável entre as cores integradas dos aglomerados investigados e as previstas pelos modelos utilizados em sua caracterização, mesmo considerando a extinção interestelar. Desta forma, avaliamos ser razoável desconsiderar esta determinação.

Já em relação a Nayak et al. (2016), os autores usam a magnitude absoluta do PSSP para avaliar a idade dos aglomerados, em um método semi-automático que inclui descontaminação e estimativa da extinção interestelar a partir das cores das estrelas nesta mesma região do DCM. Além disso, é presumido que todos os aglomerados possuem a mesma distância heliocêntrica, de 50 kpc.

Tal hipótese é razoável para o SL 788, para o qual obtivemos uma distância de $(50,90 \pm 0,72)$ kpc nos ajustes sem rotação. Já para o KMHK 15, obtivemos um valor consideravelmente maior, de $(58,12 \pm 1,52)$ kpc. As diferenças entre a distância presumida e a real podem levar a magnitudes absolutas distintas para o PSSP, influenciando a determinação de idade.

Também chamam a atenção os valores encontrados para o excesso de cor. Para o SL 788 foi obtido um valor de $E(V - I) = 0,36$, o que pode ser convertido, usando a lei de extinção de Cardelli et al. (1989); O'Donnell (1994) para uma estrela G2V com $R_V = 3,1$, para $E(B - V) = 0,28$. O valor é, aproximadamente, três vezes o que determinamos para o aglomerado, a partir do *prior* baseado nos mapas de excesso de cor de Schlegel et al. (1998). Da mesma forma, para o KMHK 15, os autores obtiveram $E(V - I) = 0,25 \rightarrow E(B - V) = 0,20$, o que é quase o dobro do obtido no presente trabalho. Uma estimativa exagerada do excesso de cor poderia levar a uma magnitude absoluta mais brilhante e, por consequência, a uma idade menor.

Outra determinação relevante diz respeito à distância dos aglomerados, a partir da magnitude aparente de seus AVs, aplicada por Grocholski et al. (2007) para o H 4 e o SL 61, obtendo $47,1 \pm 0,6$ kpc e $49,9 \pm 2,1$ kpc, respectivamente. Os resultados são exibidos, juntamente com os encontrados neste trabalho, no painel direito da Figura 39, tanto para o ajuste com modelos sem rotação, quanto para com rotação ($\omega_i = 0,90\omega_c$). Os melhores ajustes obtidos, neste trabalho, para os dois aglomerados são exibidos nos painéis 18 e 47 da Figura 73, no Apêndice A.

No caso do H 4, o valor obtido no ajuste com modelos com rotação reproduz melhor a distância obtida por Grocholski et al. (2007). Contudo, os autores utilizam um valor de excesso de cor de metade do fornecido por Schlegel et al. (1998), de $E(B - V) = 0,04$. Caso o mesmo valor fosse empregado por Grocholski et al. (2007), a distância obtida usando a magnitude do AV seria de ~ 45 kpc, o que é um valor mais próximo do encontrado com modelos sem rotação.

Já para o SL 61, o ajuste sem rotação fornece a distância mais próxima do valor encontrado em Grocholski et al. (2007). Adicionalmente, para este aglomerado, os excessos de cor de Schlegel et al. (1998) já são compatíveis com os usados pelos autores. Destacamos, ainda, que pela idade dos aglomerados ($\gtrsim 1,5$ Ga), não esperamos deslocamentos consideráveis da magnitude absoluta do AV devido à inclusão de rotação (ver Figura 32).

Desta forma, a comparação com Grocholski et al. (2007) sugere que os modelos sem rotação são os mais adequados para estes dois aglomerados. A amostra é, contudo, pequena demais e para que esta conclusão possa ser extrapolada para os demais aglomerados.

4.3.3 Metalicidades por métodos espectroscópicos e empíricos

Por fim, diversos trabalhos fizeram, também, determinações da metalicidade dos aglomerados, por métodos diferentes do ajuste de isócrona. Em Grocholski et al. (2006); Olszewski et al. (1991) é usada a técnica do tripleto de cálcio em observações espectroscópicas de estrelas gigantes vermelhas na região dos aglomerados. Já em Livanou et al. (2013); Narloch et al. (2022) são usadas relações empíricas a partir das cores e magnitudes de estrelas obtidas no sistema Strömgren. Por fim, em Bica et al. (1998) é usada outra relação empírica, relacionada à posição do ramo das gigantes vermelhas e das subgigantes no DCM.

A técnica do tripleto de cálcio se baseia na determinação da largura equivalente deste trio de linhas espectrais do cálcio uma vez ionizado, que ocorrem em torno ~ 854 nm. Ao se medir suas larguras equivalentes para múltiplas estrelas, é possível aplicar correções de modo a descontar os efeitos da gravidade superficial e temperatura efetiva, obtendo uma “largura efetiva reduzida”, que pode ser relacionada com a metalicidade a partir de relações empíricas (e.g., Dias & Parisi, 2020, aplicações da técnica podem ser vistas em VISCACHA III, VISCACHA IV, VISCACHA IX). O uso de múltiplas estrelas também é vantajoso para permitir uma melhor seleção de membros.

Olszewski et al. (1991) não utiliza correções de gravidade superficial e temperatura efetiva, e, em geral, emprega de uma a três estrelas por aglomerado. Desta forma, é necessário ter cautela ao se comparar diretamente os resultados deste trabalho. Correções desta natureza já são aplicadas por Grocholski et al. (2006), que também usam um número maior de estrelas por aglomerado.

A Figura 40 exibe os resultados dos trabalhos mencionados anteriormente, em relação aos obtidos nesta tese. Para facilitar a visualização, um aglomerado foi removido: trata-se do SL 126, para o qual Olszewski et al. (1991) obteve uma metalicidade de $-1,18$, enquanto nossos resultados foram de $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0,2$ (os ajustes são mostrados no painel 29 da Figura 73, no Apêndice A).

Em sua determinação, Olszewski et al. (1991) se baseou na espectroscopia de apenas uma estrela, o que dificulta a avaliação de sua probabilidade de pertencimento ao aglomerado. Adicionalmente os autores reportaram uma baixa razão sinal-ruído para o objeto em questão. Por esse motivo, acreditamos que a exclusão do SL 126 na comparação não compromete a análise.

Em geral, há bastante dispersão entre os resultados obtidos nesta tese e caracteriza-

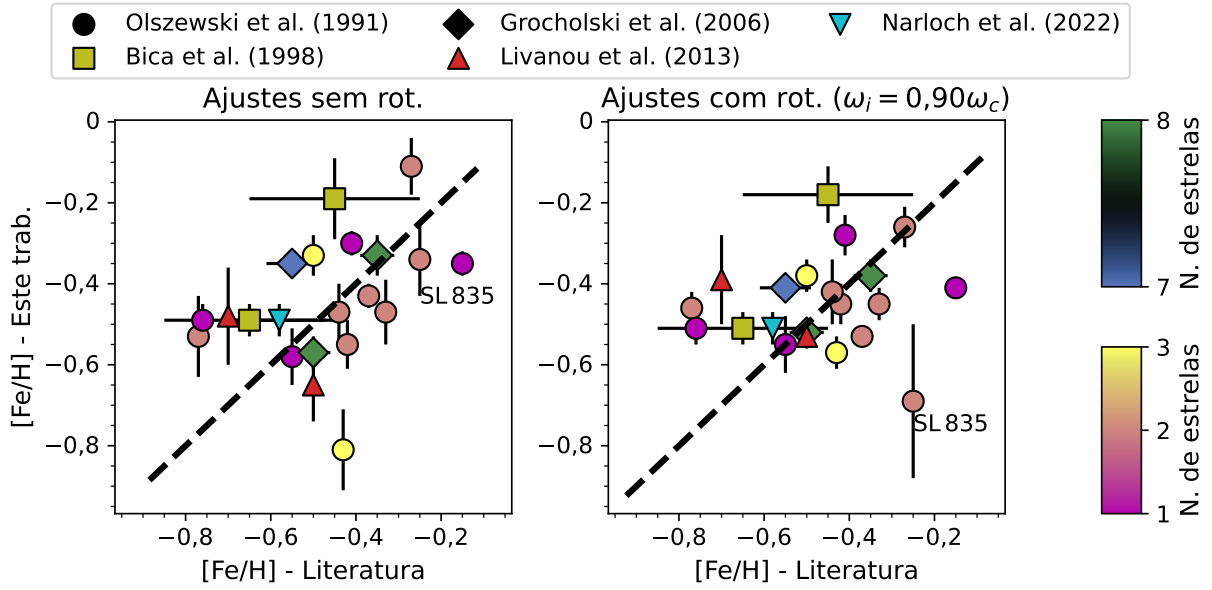


Figura 40 – Cada painel mostra os valores obtidos para a metalicidade em caracterizações anteriores dos aglomerados estudados neste capítulo usando análises espectroscópicas ou empíricas. No painel esquerdo são mostrados ajustes com modelos sem rotação e, no direito, com rotação ($\omega_i = 0,90\omega_c$). A reta tracejada preta em ambos os painéis, indica a igualdade entre os resultados.

ções anteriores, com alguns valores estando próximos, mas havendo diversas exceções. Os ajustes com modelos incluindo rotação concordam ligeiramente melhor que os sem rotação com os trabalhos comparados, em particular os de Grocholski et al. (2007) e Olszewski et al. (1991), para os aglomerados nos quais foi usada mais de uma estrela na determinação da metalicidade.

Uma exceção a esta tendência é o aglomerado SL 835, para o qual a solução original sem rotação de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,34 \pm 0,09$, concordava, no limite da incerteza, com a determinação de Olszewski et al. (1991), feita com duas estrelas, de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,25$. No ajuste com rotação, a solução mais provável apresenta metalicidade consideravelmente menor ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0,69 \pm 0,19$). Os dois ajustes são exibidos nos painéis 64 da Figura A do Apêndice A.

4.4 Estrutura da periferia da Grande Nuvem de Magalhães a partir de seus aglomerados

De posse das coordenadas celestes e distâncias dos aglomerados, é possível avaliar a sua posição tridimensional no espaço, que pode ser usada para avaliar a estrutura da periferia da GNM. Nessa seção apresentamos e discutimos os resultados obtidos neste sentido.

4.4.1 Definição do sistema de coordenadas

Como exposto na Seção 1.3, Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022) usaram estrelas do AV para estudar a geometria da Grande Nuvem. Além de identificarem o empenamento da região sudoeste da galáxia (e, potencialmente, outro na nordeste), os trabalhos fizeram ajustes para o plano galáctico. Assim, foram estimados o ângulo de posição θ da linha dos nodos, formada pela interseção entre o plano da galáxia e o plano normal à linha de visão, no centro da GNM, bem como o ângulo de inclinação i entre os dois planos.

A partir dos ângulos (i, θ) e das coordenadas centrais da GNM, i.e., sua ascensão reta α_{GNM} , declinação δ_{GNM} e distância d_{GNM} , é possível definir um sistema de coordenadas cartesiano (x_p, y_p, z_p) com origem no centro da galáxia e no qual o plano $x_p y_p$ é paralelo ao plano galáctico, com o eixo x_p indicando a direção oeste e y_p a norte. Já z_p é ortogonal ao plano da GNM, com valores positivos indicando o lado do plano na direção do sistema solar. Os detalhes de como tal sistema pode ser construído e a relação das coordenadas cartesianas com a ascensão reta, declinação e distância de um dado objeto astronômico são dados na Seção B.3 do Apêndice B.

Antes de avaliar o valor das coordenadas é preciso, porém, definir os valores de $(\alpha_{\text{GNM}}, \delta_{\text{GNM}}, d_{\text{GNM}}, i, \theta)$. Choi et al. (2018a), utilizaram uma distância para o centro da GNM de $d_{\text{GNM}} \equiv 49,9 \text{ kpc}$ baseado na determinação de De Grijs et al. (2014). Além disso, as coordenadas do centro galáctico adotadas foram de $(\alpha_{\text{GNM}}, \delta_{\text{GNM}}) = (82,25^\circ, -69,5^\circ)$, conforme (Van der Marel & Kallivayalil, 2013; van der Marel, 2001). Com base neste valor, os autores encontraram $i = (27,81 \pm 0,23)^\circ$ e $\theta = (146,37 \pm 0,37)^\circ$.

Já em Saroon & Subramanian (2022) foram empregadas as mesmas coordenadas para a GNM, mas uma distância ligeiramente diferente de $d_{\text{GNM}} \equiv (49,59 \pm 0,54) \text{ kpc}$ (Pietrzyński et al., 2019). Em seu ajuste, os autores obtiveram $i = (23,26 \pm 0,32)^\circ$ e $\theta = (160,43 \pm 0,76)^\circ$.

Adicionalmente, ambos os trabalhos identificaram variações de (i, θ) com a distância angular ao centro da GNM ao se avaliar estes ângulos usando toda a região observada ou apenas anéis concêntricos, com raios variáveis. Os aglomerados analisados nesta tese, cuja distribuição espacial pode ser vista na Figura 16, estão distribuídos, aproximadamente, em um círculo na periferia da galáxia, com uma distância angular média ao centro de $(5,6 \pm 0,8)^\circ$. Para essa distância, Choi et al. (2018a) reporta $(i, \theta) \sim (29^\circ, 155^\circ)$ e Saroon & Subramanian (2022) obtém $(i, \theta) \sim (22^\circ, 161^\circ)$, como indicado nas Figuras 13 e 2 destes trabalhos, respectivamente.

Embora os valores de d_{GNM} , i e θ sejam comparáveis entre os casos anteriores, existem diferenças que, em certos casos, excedem as incertezas sobre os parâmetros. Isto poderia levar a interpretações distintas da estrutura indicada pelos aglomerados da GNM,

a depender de qual conjunto de referências fosse usado.

Na Figura 41 avaliamos as diferenças entre as coordenadas (x_p, y_p, z_p) obtidas para os aglomerados com diferentes combinações para a distância heliocêntrica do centro da GNM e dos ângulos de inclinação e posição de seu plano, tanto usando as distâncias obtidas com modelos sem rotação, quanto incluindo o fenômeno.

Em todos os casos, é nítido que as diferenças são consideravelmente menores que as incertezas sobre as coordenadas. Desta forma, podemos considerar que as descrições de Choi et al. (2018a) e Saroon & Subramanian (2022) usando toda a área observada ou apenas na região dos aglomerados de interesse são equivalentes. Portanto, ao longo desta seção, usaremos os valores originais de Choi et al. (2018a), explicitamente: $(\alpha_{\text{GNM}}, \delta_{\text{GNM}}, d_{\text{GMN}}, i, \theta) \equiv (82,25^\circ, -69,5^\circ, 49,9 \text{ kpc}, 27,81^\circ, 146,37^\circ)$.

De posse das coordenadas cartesianas é possível construir, ainda, outras quantidades úteis, como a distância r ao centro da galáxia, dada por:

$$r = \sqrt{x_p^2 + y_p^2 + z_p^2}. \quad (4.1)$$

Outra quantidade relevante é o ângulo azimutal φ , que pode ser definido como o ângulo desde o eixo y_p até a projeção de um ponto no plano $x_p y_p$ medido desde o centro da galáxia, seguindo a regra da mão esquerda em relação ao eixo z_p . Matematicamente, tal ângulo pode ser expresso em termos da função arco tangente de dois argumentos:

$$\varphi = \arctan2(y_p, x_p) - 90^\circ. \quad (4.2)$$

Nesta definição, φ pode ser entendido como o ângulo de posição, aplicado nas coordenadas tridimensionais.

Por fim, é útil também avaliar o raio polar ρ , correspondente à distância entre a projeção do ponto no plano da galáxia e o seu centro:

$$\rho = \sqrt{x_p^2 + y_p^2}. \quad (4.3)$$

A Figura 42a indica graficamente a definição destas coordenadas. Outros eixos convenientes para a comparação com os trabalhos de Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022) são os eixos y_n e x_g . O primeiro indica a distância ao longo da linha dos nodos entre o plano da galáxia e o plano normal à linha de visão, com origem no centro da GNM. O segundo, corresponde ao eixo de maior gradiente da distância entre os planos citados anteriormente. (x_g, y_n) oferecem uma descrição alternativa a (x_p, y_p) para as posições no plano da GNM. A relação entre tais coordenadas também é dada na Seção B.3 do Apêndice B.

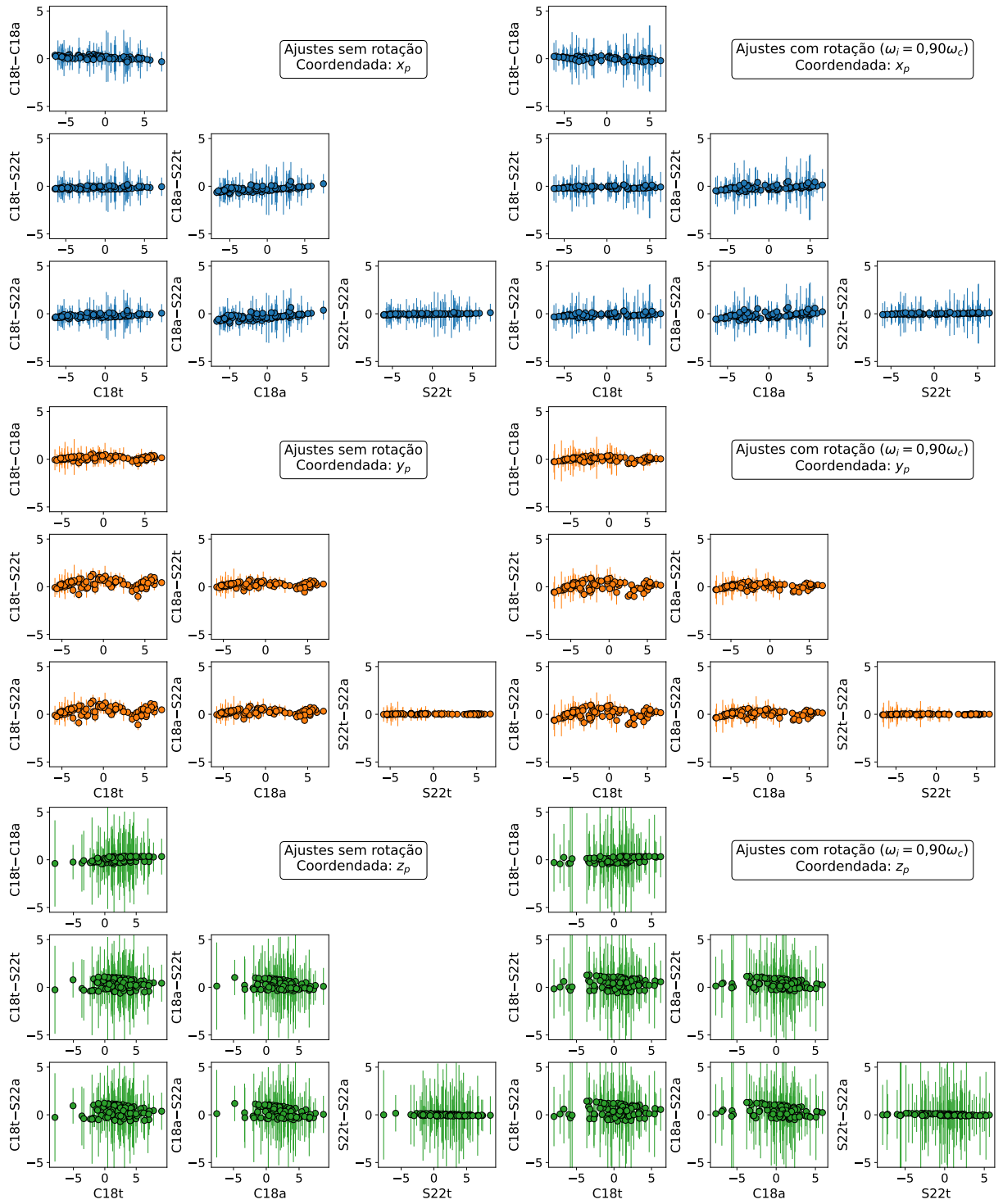


Figura 41 – Cada conjunto de painéis mostra as diferenças entre as coordenadas x_p , y_p e z_p , em kiloparsecs, para os ajustes usando modelos sem rotação e com rotação, conforme indicado pelo texto no canto superior direito de cada grupo. Nas legendas de cada painel, C18 refere-se a Choi et al. (2018a) e S22, a Saroon & Subramanian (2022). Já o índice “t” indica que toda a região observada em cada trabalho foi usada na avaliação dos ângulos de posição e inclinação do plano. O índice “a”, por sua vez, indica que foi usado um anel com raio angular similar à distância dos aglomerados analisados na presente tese ao centro da GNM.

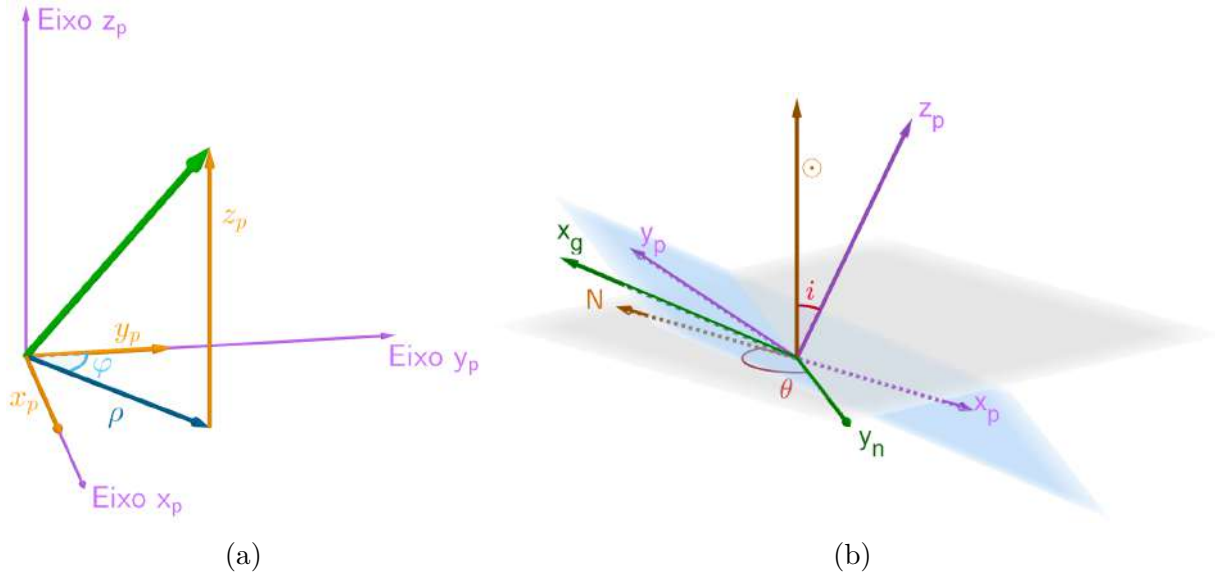


Figura 42 – Representação do sistema de coordenadas usado para descrever as posições dos aglomerados estudados nesta tese. No painel da direita o plano cinza indica o plano ortogonal à linha de visão e o plano azul é o plano da GNM. Já os eixos identificados por “N” e $\odot$ indicam as direções do polo norte celeste e do sistema solar, respectivamente.

4.4.2 Distribuição espacial dos aglomerados

Feitas as definições anteriores, avaliamos as coordenadas tridimensionais dos aglomerados. No painel superior esquerdo da Figura 43, exibimos sua distribuição no plano da galáxia, na chamada projeção *face-on*. Da mesma forma que com as coordenadas celestes (Figura 16), os aglomerados observados formam um anel em relação ao centro da GNM.

A elipse mostrada sobre o plano da GNM indica a região esperada para a distribuição de objetos no plano da galáxia cuja distância angular é de $\sim (5,6 \pm 0,8)^\circ$ (a mesma dos aglomerados), medida em relação à linha de visão. Vemos que os aglomerados nas regiões norte e sudoeste tendem a ser mais distantes da posição esperada do que no restante da periferia da galáxia. Uma possível causa seriam as interações de maré entre as NMs. Contudo, é preciso levar em conta também os efeitos da distribuição vertical dos aglomerados, ao longo de z_p , que discutiremos mais a frente.

A distribuição do ângulo azimutal φ dos aglomerados observados é vista no canto superior direito da Figura 43. Notamos que ela é inhomogênea e concentrada nas regiões sul e sudeste, em particular em $\varphi \sim 100^\circ$ e 200° . Na região leste, principalmente entre $225^\circ \sim 345^\circ$, nossa amostra contém um número comparativamente baixo de objetos. Há, ainda, um pequeno intervalo na região nordeste ($\varphi \sim 40^\circ$) no qual não há objetos observados.

Outra distribuição exibida no canto superior direito da Figura 43 é a da distância polar ρ . Os valores estão centrados em $\langle \rho \rangle = (5,2 \pm 0,9)$ kpc para os modelos sem rotação

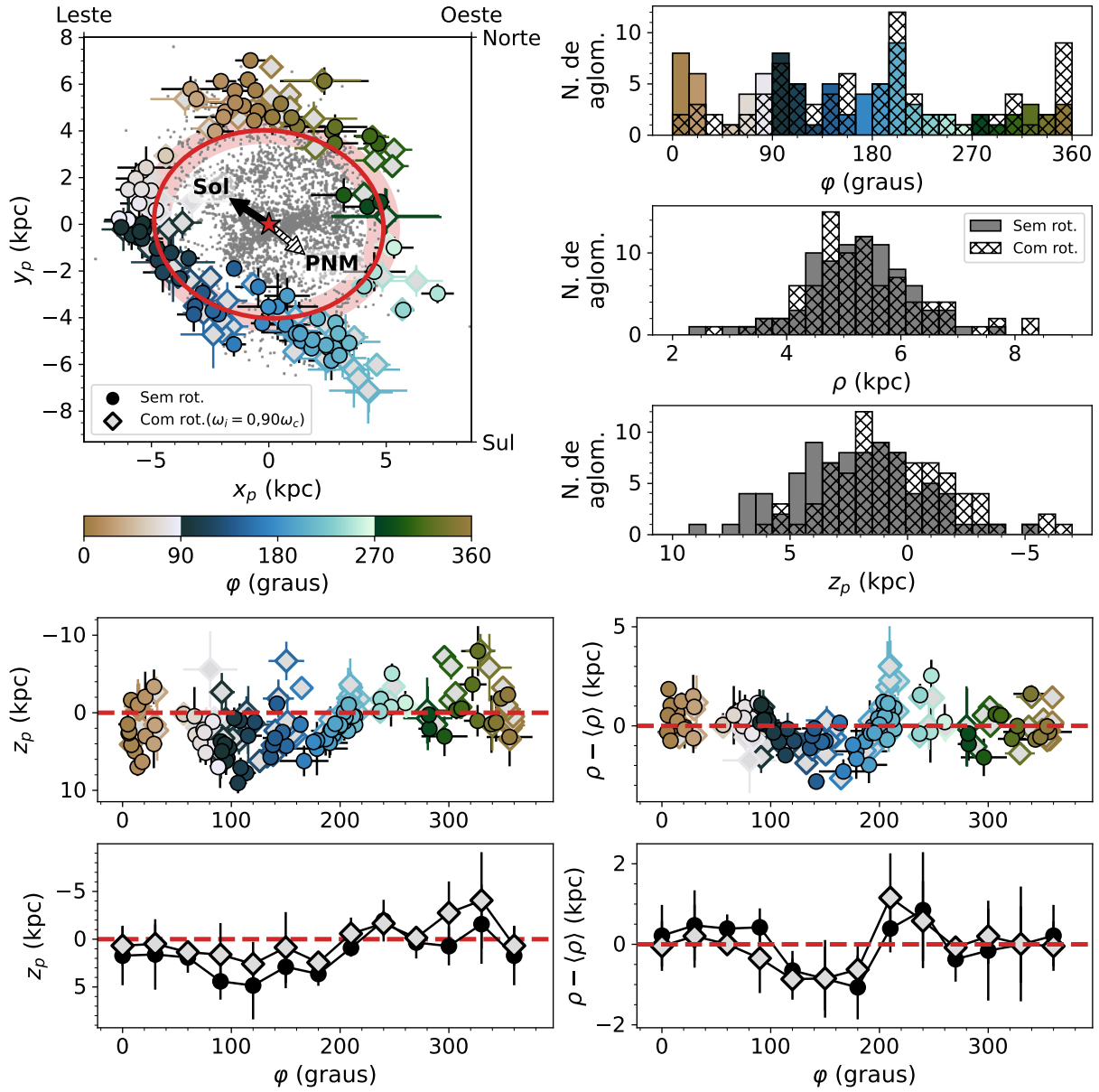


Figura 43 – O painel superior esquerdo mostra a distribuição dos aglomerados estudados nesta tese no plano da GNM. As cores indicam o ângulo azimutal ϕ e círculos fechados (abertos) correspondem à resultados obtidos a partir de modelos sem (com) rotação. A elipse vermelha indica a projeção no plano da galáxia de um círculo na esfera celeste de raio angular $5,6^\circ$ (com a região sombreada representando o intervalo de $0,8^\circ$). Os pontos cinza correspondem às posições estimadas dos objetos estendidos catalogados em Bica et al. (2008) para a GNM, assumindo uma distância tal que eles estejam no plano da galáxia (i.e., $z_p = 0$). As setas indicam as direções projetadas do Sistema Solar (saindo da página) e da PNM (entrando da página). Já os painéis superiores direitos exibem as distribuições de ρ , ϕ e z_p conforme indicado nos eixos dos gráficos. Por fim, os painéis inferiores mostram a variação de $\rho - \langle \rho \rangle$ e z_p com ϕ , com os gráficos superiores exibindo os valores para todos os aglomerados e os inferiores, aqueles correspondentes a uma média móvel de 30° .

e $\langle \rho \rangle = (5,3 \pm 1,0)$ kpc para os modelos com rotação. Sua variação em função do ângulo azimutal φ também aparece no canto inferior direito da mesma figura.

No canto superior direito da Figura 43 é mostrado, também, a distribuição de z_p . Para as distâncias avaliadas com modelos sem rotação, a distribuição tende para valores positivos de z_p , ainda que com dispersão considerável, com $\langle z_p \rangle = 2,1 \pm 3,0$ kpc. Para as distâncias ajustadas com modelos com rotação, a distância é mais próxima do centro, sendo $\langle z_p \rangle = 0,3 \pm 2,9$ kpc. Lembramos que valores positivos de z_p correspondem à distâncias mais próximas de nós do que o plano da GNM.

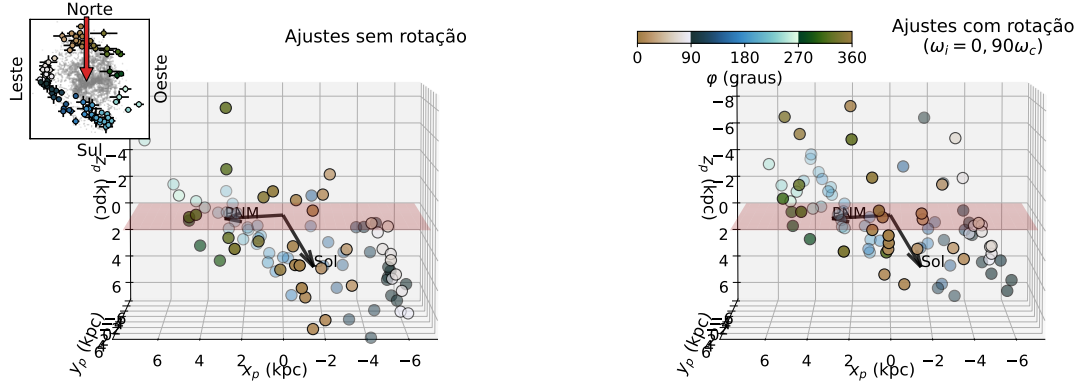
No canto inferior esquerdo da Figura 43 é exibido a variação dos valores de z_p com o ângulo azimutal φ onde vemos uma distribuição complexa, com tendências de aproximação e afastamento do plano da GNM. Nos modelos sem rotação, os valores médios de z_p tendem a se distanciar do plano da galáxia, na nossa direção, para $80^\circ \lesssim \varphi \lesssim 200^\circ$, o que corresponde à região leste e sudoeste da galáxia. Nas distâncias obtidas dos modelos com rotação esta tendência é mais atenuada.

Em relação à região noroeste ($\varphi \geq 300^\circ$), valores negativos de z_p são atingidos para múltiplos aglomerados. Tal comportamento é mais evidente nos ajustes feitos empregando modelos com rotação, para os quais a média móvel de z_p fica negativa.

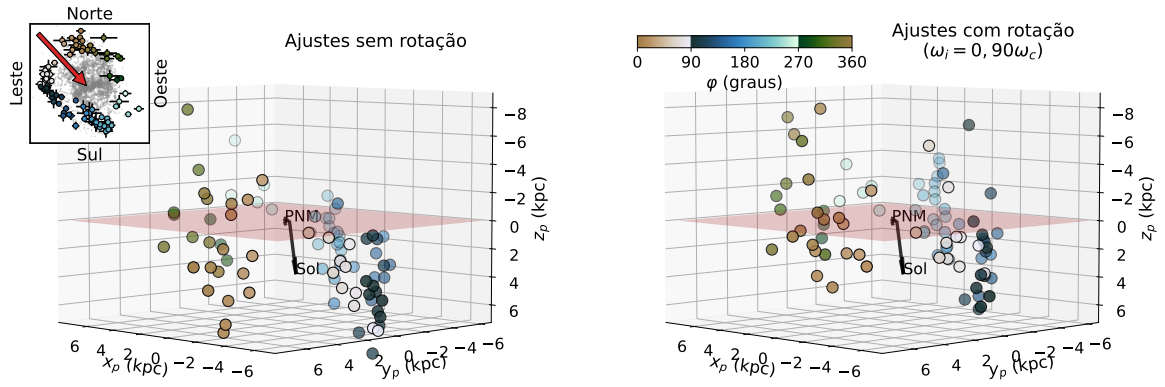
Para uma descrição mais detalhada da distribuição dos aglomerados ao longo da periferia da GNM, apresentamos na Figura 44, um conjunto de gráficos que mostram uma visão espacial dos aglomerados, vista a partir de diferentes ângulos. Começando da região norte-nordeste ($0^\circ \lesssim \varphi \lesssim 45^\circ$), que pode ser vista na Figura 44a, observamos uma distribuição esparsa dos aglomerados em relação ao plano da galáxia. Nos ajustes sem rotação, há uma certa tendência dos aglomerados se concentrarem em valores de $z_p > 0$, i.e., mais próximos de nós que caso se estivessem no plano da GNM ajustado por Choi et al. (2018a). Já nos ajustes com rotação, há um número maior de aglomerados com $z_p < 0$. Em $\varphi \sim 50^\circ$, temos um intervalo no qual nenhum aglomerado foi observado em nossa amostra.

Para $\varphi \gtrsim 50^\circ$, os aglomerados aparecem próximos ao plano da galáxia. Conforme o ângulo azimutal aumenta eles se afastam do plano, se aproximando da VL. Tal tendência segue rumo à direção sul atingindo um máximo em $\varphi \sim 120^\circ$, a partir de onde os aglomerados voltam a se aproximar do plano da GNM, voltando a encontrá-lo em $\varphi \sim 200^\circ$ (Figura 44c). Neste intervalo, os resultados dos ajustes com modelos com rotação tendem a ficar mais próximos do plano que aqueles obtidos em modelos sem rotação. Tal comportamento é consequência de que os ajustes com rotação apresentam, em geral, distâncias maiores que os feitos sem incluir o fenômeno, como já visto na Figura 35.

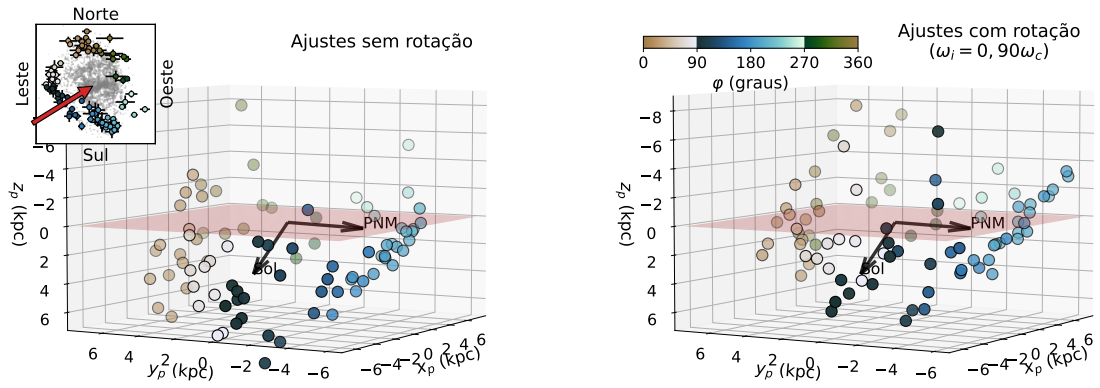
Os aglomerados seguem, então, a mesma tendência, cruzando o plano da galáxia e alcançando valores negativos de z_p , indicando que estão mais distantes de nós do que



(a)



(b)



(c)

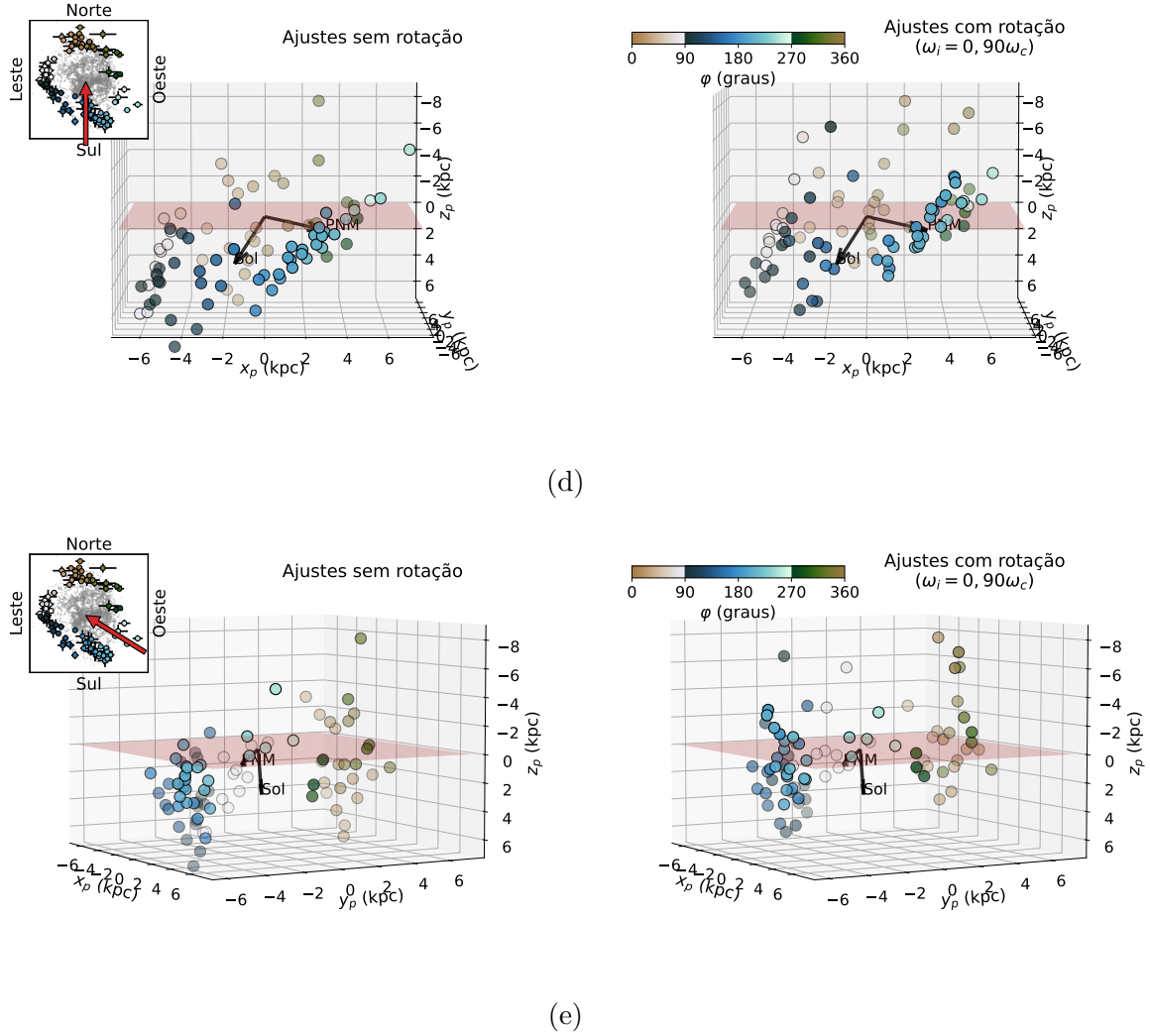


Figura 44 – Cada subfigura mostra, em seus dois painéis maiores, a distribuição espacial dos aglomerados obtida usando as distâncias dos ajustes com modelos sem rotação (painéis da esquerda) e com rotação (direita). A superfície em vermelho representa o plano da GNM ($z_p = 0$) ajustado por Choi et al. (2018a) e as setas indicam as direções do sistema solar e da VL. No painel pequeno, no canto superior esquerdo, é mostrado a projeção dos aglomerados no plano da galáxia, de modo semelhante ao painel superior esquerdo da Figura 43. A seta vermelha indica a direção, projetada, da “linha de visão” usada para construir os diagramas tridimensionais.

caso estivessem no plano da galáxia. Note que essa é a mesma direção da posição da PNM. A Figura 44d permite visualizar este comportamento. Observamos que os resultados dos ajustes de modelos com rotação tendem a atingir distâncias maiores ao plano que os sem rotação, o que é uma consequência da natureza da diferença entre estes ajustes, conforme acabamos de discutir.

Para valores de φ entre $240^\circ \sim 340^\circ$ vê-se, na Figura 44e, que os aglomerados tendem a permanecer com valores negativos de z_p . Contudo nossa amostra para esta região contém um número relativamente pequeno de aglomerados, o que dificulta a avaliação de tendências de maneira concreta. Para os modelos sem rotação, o menor valor de z_p nesta região é atingido para o aglomerado KMHK 15 com $z_p = (-5,1 \pm 1,3)$ kpc e $\varphi = (247,7 \pm 0,8)^\circ$.

A partir de $\varphi \sim 270^\circ$, nos ajustes feitos com modelos sem rotação, há uma tendência na região norte do valor de z_p diminuir no sentido de oeste para leste. Tal comportamento, contudo, não é tão acentuado nos resultados dos ajustes que incluem rotação.

4.4.3 Comparação com a estrutura obtida a partir de estrelas do Aglomeramento Vermelho

Fazemos, agora, uma comparação dos resultados obtidos para os aglomerados com os estudos da estrutura da GNM feitos por Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022), que já foram citados ao longo desta tese. Os trabalhos envolvem um estudo estrutural baseado em estrelas do AV observadas pelo levantamento SMASH Nidever et al. (2017) e pelo satélite Gaia (Prusti et al., 2016), respectivamente.

A Figura 45 mostra a distribuição das estrelas encontradas nestes dois trabalhos, através de uma projeção ortogonal ao plano da galáxia (conhecida como projeção *edge-on*). No eixo vertical é mostrada a distância ao plano z_p e no horizontal, a distância ao longo do eixo de maior gradiente da distância x_g . Para comparação, exibimos a mesma projeção para os aglomerados investigados nesta tese na Figura 46.

Em relação à distribuição obtida a partir dos ajustes sem rotação (painéis esquerdos da Figura 46), podemos separar o comportamento dos aglomerados em quatro regiões principais. Na região interna ($2 \text{ kpc} > x_g \geq -1 \text{ kpc}$), os aglomerados se distribuem próximos ao plano da GNM, ainda que com um pequeno desvio para valores positivos de z_p . Um pouco mais a sudoeste, ($2 \text{ kpc} > x_g \geq -5 \text{ kpc}$), vemos uma ondulação, com os aglomerados se afastando do plano, na nossa direção, e retornando à posição original. Seguindo ainda mais nesta região ($-5 \text{ kpc} > x_g \geq -8 \text{ kpc}$), vemos que a tendência de redução do valor de z_p continua, e os aglomerados atravessam o plano da galáxia e seguem para valores negativos de z_p , ainda que existam poucos objetos nesta região em nossa amostra. Por fim, no nordeste da galáxia, ($5 \text{ kpc} > x_g \geq 2 \text{ kpc}$), os aglomerados tendem a se distribuir em

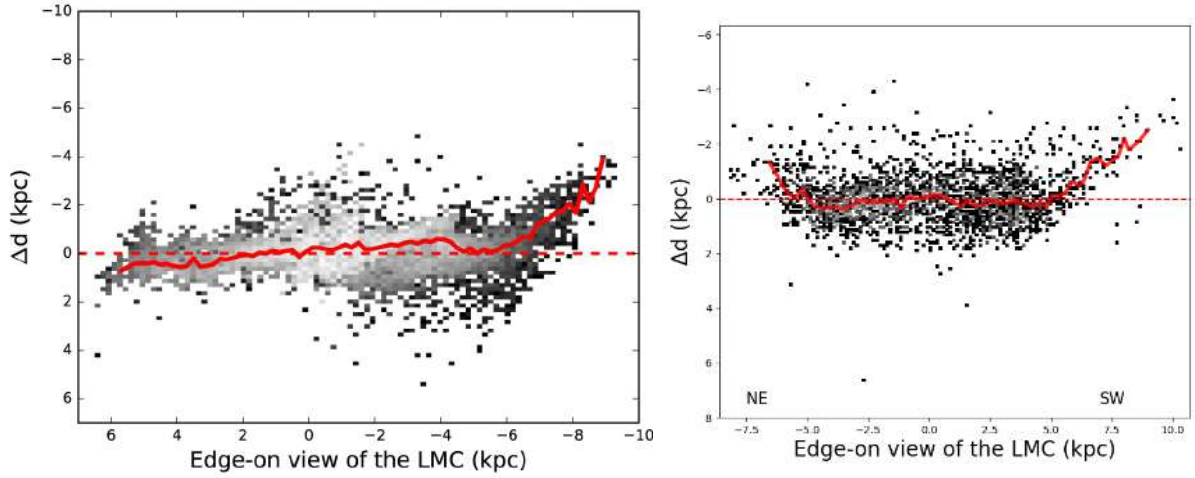


Figura 45 – Em cada painel é mostrada a distribuição das estrelas do AV analisadas por Choi et al. (2018a, esquerda) e Saroon & Subramanian (2022, direita) em uma projeção com a distância ortogonal ao plano no eixo vertical (z_p) e a distância ao longo do eixo de maior gradiente no eixo horizontal (x_g). Em ambos os gráficos, a linha pontilhada vermelha indica a posição do plano da galáxia ($z_p = 0$) e a linha contínua, um valor médio da variação da distância ao plano com a posição ao longo do eixo de maior gradiente.

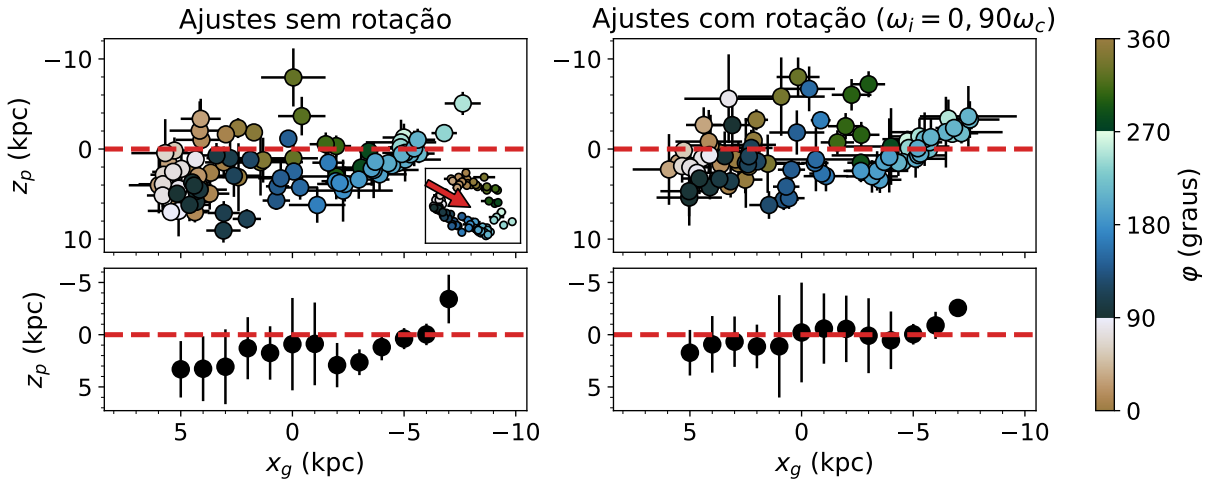


Figura 46 – Distribuição dos aglomerados analisados nesta tese na mesma projeção da Figura 45. Os painéis à esquerda (direita) referem-se aos ajustes com modelos sem (com) rotação. Os painéis superiores mostram as posições de cada aglomerado, enquanto os inferiores contêm os valores de uma média móvel de z_p ao longo de x_g , em um intervalo de 2 kpc. O painel interno mostra a distribuição dos aglomerados no plano $x_p y_p$, com a seta indicando o sentido exibido de x_g nos painéis maiores.

valores positivos de z_p , mais próximos de nós. Destacamos, ainda, que a dispersão sobre os valores de z_p diminui consideravelmente a partir do momento em que seu valor começa a diminuir na região sudoeste ($-2.5 \text{ kpc} > x_g$).

Para a distribuição obtida para os mesmos aglomerados, mas com modelos com rotação, observamos uma estrutura similar (painéis direitos da Figura 46), com algumas particularidades. Os aglomerados tendem a se distribuir ao longo do plano entre $0 \text{ kpc} > x_g \geq -3 \text{ kpc}$. A ondulação mais a sudoeste é vista de maneira bem mais suave, entre $-3 \text{ kpc} > x_g \geq -5 \text{ kpc}$, já o cruzamento e afastamento do plano da galáxia ($-5 \text{ kpc} > x_g$) é mais evidente. Na direção oposta, o valor médio de z_p fica em valores positivos na região nordeste, a partir de $x_g \geq 0 \text{ kpc}$, embora, esta tendência seja menos evidente que nos resultados obtidos de modelos sem rotação.

A tendência dos aglomerados se distribuírem ao longo do plano da galáxia nas regiões mais internas é esperada e observada em Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022, Figura 45). Já a ondulação mais a sudoeste não é observada nestes trabalhos considerando toda a região estudada. Contudo, esta tendência é compatível com o empenamento observado por Olsen & Salyk (2002), de aproximação dos aglomerados (Figura 10).

Como já discutido no Capítulo 1, em Choi et al. (2018a), os autores atribuem o fenômeno à uma ondulação do disco da GNM e avaliam que ele é um efeito local, que desaparece quando a projeção da galáxia é avaliada usando uma área maior. De fato, na Figura 11 é exibida, também, a distribuição de estrelas do AV obtidas por Choi et al. (2018a) usando apenas campos em comum com Olsen & Salyk (2002) e parte da ondulação é recuperada para $x_g \sim -4 \text{ kpc}$, valor consistente com o obtido nesta tese.

Já o empenamento da região sudoeste ocorre em $x_g \lesssim -5 \text{ kpc}$ na distribuição avaliada por Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022). Comparando com a distribuição dos aglomerados vemos que este é o valor para o qual os valores de z_p dos aglomerados cruzam o plano da galáxia. Desta forma, demonstramos que o empenamento é observado nos aglomerados.

Por fim, para a região nordeste, os dados de Choi et al. (2018a) também ficam, em média, mais próximos que o plano da GNM para $x_g > 1 \text{ kpc}$. Esta tendência não é observada por Saroon & Subramanian (2022). Adicionalmente, não encontramos evidências do segundo empenamento na região nordeste entre os aglomerados. Porém, é importante recordar que os autores identificam esta estrutura em regiões consideravelmente mais periféricas que a região analisada neste trabalho (Figura 12), para $x_g > 5 \text{ kpc}$.

Apesar das semelhanças qualitativas entre os resultados apresentados neste trabalho e os obtidos com estrelas do AV por Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022), existem diferenças quantitativas significativas para as distâncias em relação ao plano da galáxia. Especificamente, a dispersão sobre os valores de z_p é consideravelmente maior para

os aglomerados, em especial nas regiões central e nordeste da galáxia. Adicionalmente, também são maiores as amplitudes do empenamento no sudoeste e do desvio médio da distância ao plano no nordeste, em particular para os resultados dos modelos sem rotação. Para estes últimos, também há um desvio sistemático da distância dos aglomerados ao plano da GNM.

Tais diferenças podem ser causadas por múltiplos fatores. Em primeiro lugar, as projeções vistas na Figura 45 envolvem uma área consideravelmente maior que a observada neste trabalho, incluindo tanto regiões mais internas, na quais a densidade de estrelas é consideravelmente maior, quanto externas da GNM, o que pode fazer com que estruturas exclusivamente periféricas sejam atenuadas ou mesmo não observadas (como a ondulação vista para $x_g \sim -4$ kpc).

Outro fator que também pode produzir uma atenuação na distribuição das estrelas do AV é que suas distâncias são avaliadas conjuntamente para todos os objetos em um mesmo campo. Assim, os valores obtidos são uma média em um dado ângulo sólido e ao longo da linha de visão. Como esperamos que a maioria das estrelas se concentre no disco da galáxia, a contribuição desta região é maior que a de estrelas mais afastadas. Por outro lado, no caso dos aglomerados, sua distância é determinada individualmente. Assim, objetos mais remotos são recuperados, o que pode levar a um aumento na dispersão das distâncias.

Adicionalmente é preciso levar em conta as diferenças entre os métodos usados para a estimativa de distâncias. Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022), primeiro, determinaram a magnitude aparente do AV para diferentes campos de estrelas e aplicaram correções de extinção. Então, a distância foi estimada pela diferença da magnitude dos campos observados com uma magnitude absoluta de referência para o AV. Neste tipo de análise, contudo, é preciso considerar que a luminosidade das estrelas do AV dependem da sua idade e metalicidade (ver Figuras 3b e 6 de Girardi, 2016). Desta forma, hipóteses precisam ser feitas a respeito das características da população estelar que se observa em cada campo para se definir uma referência adequada.

Nestes dois trabalhos, assumem-se valores de idades e metalicidades para as populações da GNM a depender da sua distância angular ao centro da galáxia para determinar a magnitude de referência para o AV. Tais valores são avaliados com base em estudos da metalicidade das estrelas de campo e da RIM da galáxia (Carrera et al., 2008, 2011; Piatti & Geisler, 2012; Pieres et al., 2016) e possuem dispersões consideráveis. Embora elas não afetem dramaticamente as conclusões de Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022), elas podem causar pequenos desvios sistemáticos em relação aos resultados do presente trabalho.

4.4.4 Comparação com a estrutura obtida a partir de aglomerados estelares

Em diversos estudos de aglomerados de estrelas nas NMs, os valores de distância são fixados (e.g., Narloch et al., 2022) ou restringidos (e.g., Perren et al., 2017), o que dificulta comparar os resultados de outros trabalhos com os apresentados nesta tese para a estrutura da GNM. No entanto, é possível encontrar, na literatura científica, outras caracterizações homogêneas na qual este parâmetro é mantido livre.

Um exemplo é o trabalho de Pieres et al. (2016), que avalia as propriedades de 117 aglomerados de estrelas observados pelo levantamento DES (*Dark Energy Survey* Colaboração DES, 2005), em um telescópio de tamanho similar ao SOAR, utilizado pelo VISCACHA, embora sem empregar óptica adaptativa e com tempos de exposição de 10 à 20 vezes menores. Este trabalho já foi mencionado na Seção 4.3, pois possui 14 objetos em comum com os analisados na presente tese. Para caracterizar os aglomerados, os autores empregam um método estatístico baseado na minimização das distâncias, no DCM, entre as isócronas e estrelas membro observadas.

Naquele contexto, focamos apenas nos aglomerados presentes em ambos os trabalhos, para os quais observamos uma consistência entre as idades e distâncias (ver Figura 38). Agora, por outro lado, podemos analisar o comportamento geral da estrutura dos aglomerados. No painel superior esquerdo da Figura 47, é mostrado as posições dos objetos analisados por Pieres et al. (2016) e aqueles investigados nesta tese no plano da GNM.

Vemos que os autores se concentraram em aglomerados na região norte da galáxia. Assim, para as comparações feitas a seguir, restringiremos nossa amostra à objetos com $\varphi < 50^\circ$ ou $\varphi > 300^\circ$. Os painéis inferiores mostram a histogramas dos valores de z_p e ρ obtidos no presente trabalho e em Pieres et al. (2016). Vemos que a distribuição das distâncias ao plano da galáxia é similar. Por outro lado Pieres et al. (2016) incluem regiões ainda mais radialmente distantes do centro da GNM, em particular ao nordeste da GNM.

No painel superior direito da Figura 47 é exibido a relação entre z_p e ρ , onde é possível ver uma correlação entre os dois parâmetros, tanto nos resultados de Pieres et al. (2016) quanto para os aglomerados analisados neste trabalho, na mesma região. Já na Figura 48 é mostrada a distribuição tridimensional dos aglomerados tanto avaliada para os objetos estudados em Pieres et al. (2016) quanto neste trabalho, para a mesma região. Vemos que as tendências são similares, com objetos no noroeste ($x_g > 0$) se distribuindo próximos ou mais distantes que o plano da galáxia e os na região noroeste ($x_g < 0$), mais próximos que o plano, em valores positivos de z_p . Desta forma, observamos uma consistência entre os resultados apresentados neste trabalho e aqueles em Pieres et al. (2016), para a região norte da GNM.

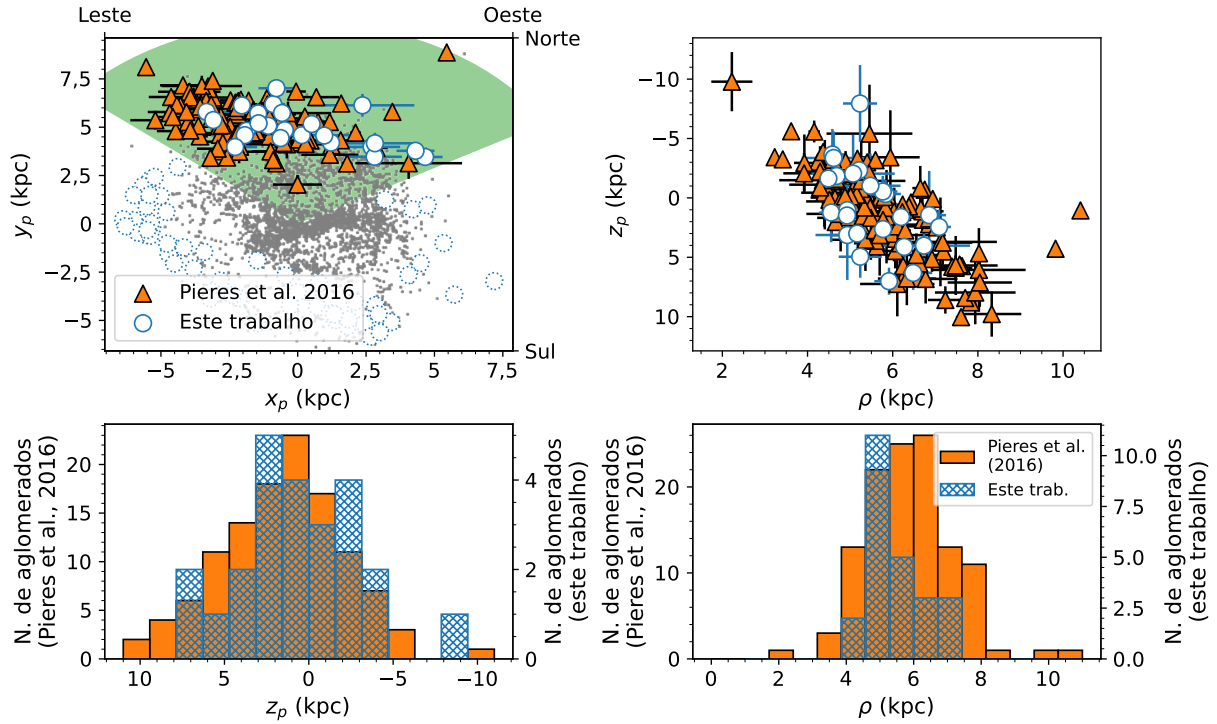


Figura 47 – O painel esquerdo mostra a distribuição de aglomerados no plano da GNM, semelhante ao exibido na Figura 43. A posição dos aglomerados analisados em Pieres et al. (2016) aparece como triângulos laranja. Já a área colorida em verde indica a região em comum com os aglomerados analisados nesta tese, exibidos como círculos azuis vazados com bordas contínuas, caso estejam nesta região, ou vazados caso contrário. O painel superior direito mostra a distância relativa ao plano da GNM z_p em função da distância polar ρ , com as cores e formas dos pontos remetendo aos aglomerados do painel anterior. Os painéis inferiores, por sua vez, exibem histogramas com a distribuição de z_p e ρ para os resultados de Pieres et al. (2016) e a amostra de aglomerados analisados nesta tese na mesma região.

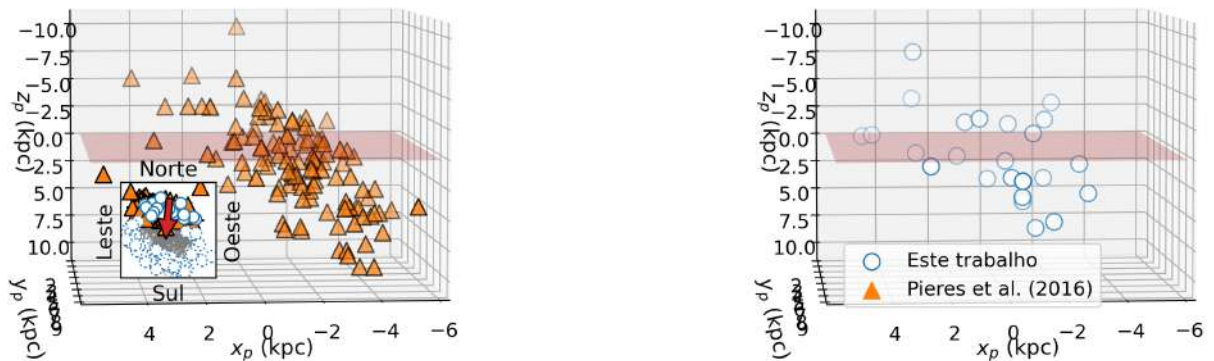


Figura 48 – O painel esquerdo mostra a distribuição tridimensional no sistema de coordenadas (x_p, y_p, z_p) dos aglomerados analisados em Pieres et al. (2016), já o da direita indica as posições para os aglomerados investigados neste trabalho na mesma região. O painel interno indica uma visão do plano da galáxia similar ao painel superior esquerdo da Figura 47, com a seta vermelha indicando o ângulo de visão dos gráficos tridimensionais.

4.4.5 Relação entre a estrutura observada e encontros próximos entre as Nuvens

Vimos, ao longo desta seção, que a estrutura revelada pelos aglomerados estelares para a periferia da GNM é distorcida. A ondulação e subsequente empenamento da região sudoeste, observados por Choi et al. (2018a); Olsen & Salyk (2002); Saroon & Subramanian (2022) em estrelas de campo, são visíveis nos aglomerados e formam parte de uma estrutura mais complexa. Nas demais regiões, as distâncias dos objetos ao plano da galáxia apresentam dispersão além da prevista em estudos com estrelas do AV e oscilam ao longo do ângulo azimutal, se aproximando do plano em algumas regiões e se afastando dele em outras.

De fato, estudos com estrelas de campo revelam a presença de outras distorções na periferia da GNM para além do observado por Choi et al. (2018a); Olsen & Salyk (2002); Saroon & Subramanian (2022), como mapeado, por exemplo em Besla et al. (2016); Mackey et al. (2016, 2018) para regiões ainda mais externas que a dos aglomerados analisados nesta tese.

Por outro lado, em posições mais próximas dos aglomerados analisados, a GNM possui um excesso na densidade de estrelas na forma de um anel para distâncias angulares entre $5^\circ \sim 6^\circ$ do centro da galáxia (primeiramente detectado por De Vaucouleurs, 1955). Em Choi et al. (2018b) é apresentado um mapeamento desta estrutura com estrelas do AV da GNM com dados do levantamento SMASH (Nidever et al., 2017).

Para tal, os autores avaliaram a distribuição do número de estrelas ao longo da galáxia e ajustaram um modelo que incluía uma barra elíptica e um disco, cuja densidade decaía exponencialmente. Então, a partir da diferença entre as contagens de estrelas observadas e as previstas pelo modelo, o excesso de densidades pôde ser mapeado.

A Figura 49 mostra a estrutura observada pelos autores, sobreposta à distribuição da posição angular dos aglomerados observados neste trabalho. As coordenadas (α', δ') utilizadas correspondem a uma projeção gnomônica da esfera celeste, i.e., radial em um plano tangente ao centro da galáxia. Elas têm relação direta com a ascensão reta α e declinação δ de cada posição na esfera celeste:

$$\begin{aligned}\alpha' &= \frac{\cos \delta \sin(\alpha_{\text{GNM}})}{\sin \delta_{\text{GNM}} \sin \delta + \cos \delta_{\text{GNM}} \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_{\text{GNM}})}, \\ \delta' &= \frac{\cos \delta_{\text{GNM}} \sin \delta - \sin \delta_{\text{GNM}} \cos \delta \cos(\alpha_{\text{GNM}})}{\sin \delta_{\text{GNM}} \sin \delta + \cos \delta_{\text{GNM}} \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_{\text{GNM}})}.\end{aligned}\tag{4.4}$$

com $(\alpha_{\text{GNM}}, \delta_{\text{GNM}}) \equiv (-82,25^\circ, -69,5^\circ)$ correspondendo às coordenadas do centro da GNM conforme Van der Marel & Kallivayalil (2013); van der Marel (2001), como utilizado ao longo desta seção.

O excesso de densidades corresponde à estrutura anelar na qual o número de

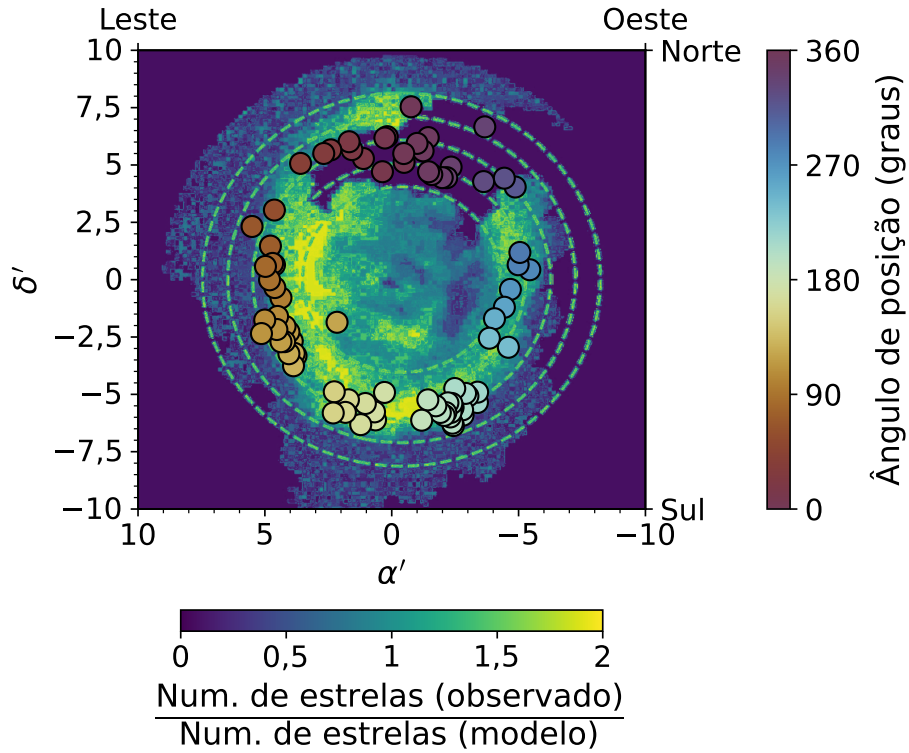


Figura 49 – No fundo, o mapa da razão entre o número de estrelas do AV observadas na GNM sobre o modelado por Choi et al. (2018b, retirado diretamente da Figura 4 deste trabalho). Os pontos representam as posições na esfera celeste dos aglomerados estudados na presente tese, com as cores indicando seu ângulo de posição. As coordenadas referem-se à uma projeção gnomônica da esfera celeste no plano tangente ao centro da GNM (Equação 4.4).

estrelas observado é de 1,5 até 2 vezes maior do que esperado para o modelo ajustado à galáxia. Vemos que a posição dos aglomerados analisados no presente capítulo coincide, em grande parte, com este anel, em especial nas regiões sul e oeste. Na região leste, eles estão mais distantes que o máximo do excesso de densidades e na região norte, não há cobertura nos dados utilizados por Choi et al. (2018b), o que inviabiliza a comparação.

Os autores discutem a origem da estrutura em termos de dois cenários. O primeiro é o de um braço espiral induzido pelas interações entre as NMs. O segundo é como uma estrutura produzida pelo encontro mais recente entre as galáxias, que ocorreu entre 150 ~ 250 Ma, como discutido na Seção 1.1 e também em (Choi et al., 2022; Zivick et al., 2018).

Besla et al. (2016) demonstra, com simulações, como braços espirais podem ser gerados na GNM a partir de aproximações com a PNM. Contudo, os autores argumentam que estruturas mais próximas das observações (em particular, das subestruturas mais externas da galáxia encontradas por Mackey et al., 2016) surgem após encontros entre as galáxias, nos quais as distâncias tornam-se menores que 10 kpc. Desta forma a ocorrência de encontros próximos é determinante para entender a estrutura atual da Grande Nuvem

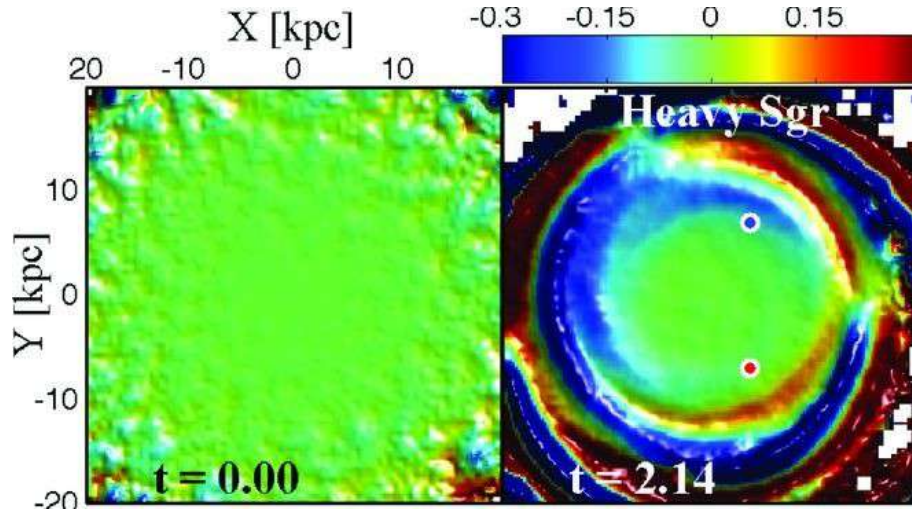


Figura 50 – Corte da Figura 5 de Gómez et al. (2013). Os dois painéis mostram, em escala de cores, a distribuição da distância média, em kiloparsecs, ao plano galáctico, ponderada pela massa, de estrelas simuladas para uma galáxia semelhante à VL. O painel da esquerda mostra a condição inicial da simulação e o da direita, após 2,14 Ga.

em ambos os cenários.

A formação de estruturas anelares como consequência direta de colisões entre a VL e galáxias satélite é estudada, também por meio de simulações, em Gómez et al. (2013, 2016b); Purcell et al. (2011). Embora as condições sejam diferentes das NMs, a mesma lógica pode ser aplicada para as galáxias.

Nos modelos, encontros próximos produzem estruturas anelares caracterizada por variações na densidade das estrelas, na sua distância média ao plano galáctico e na componente ortogonal ao plano da sua velocidade. Como um exemplo, a Figura 50 mostra as condições inicial e após 2,14 Ga da simulação de Gómez et al. (2013) para uma galáxia similar à VL, sobre a qual uma outra galáxia, de massa $10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$, foi lançada na direção do seu centro com velocidade $80 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ de uma distância relativa de 80 kpc. As menores aproximações entre o centro de massa dos objetos ocorreram em 0,83 Ga e 1,71 Ga após o início da simulação.

Observamos que surgem estruturas anelares na periferia da galáxia simulada, caracterizada, na figura, por oscilações na distância média das estrelas ao plano galáctico. De maneira similar, observamos variações azimutais na distância ao plano nos aglomerados investigados no presente capítulo, como mostram os painéis inferiores da Figura 43 e a Figura 44.

Recordamos, ainda, que, para além da colisão mais recente entre as NMs, simulações orbitais tanto no cenário ligado quanto no de primeira aproximação preveem a ocorrência de outros encontros próximos entre as galáxias. Em particular, no modelo ligado de Diaz & Bekki (2012), uma aproximação teria ocorrido há 2 Ga com distância mínima de 6 kpc. Já

no modelo 2 de primeira aproximação por Besla et al. (2012), um encontro com distância similar teria ocorrido há 1 Ga.

Por outro lado, simulações para a GNM também preveem que assimetrias induzidas pela PNM podem durar $1 \sim 2$ Ga (Besla et al., 2016; Pardy et al., 2016; Yozin & Bekki, 2014). Admitindo que a mesma escala de tempo se aplique à estrutura anelar observada para as estrelas de campo e para as variações nas distâncias dos aglomerados analisados nesta tese, isto significa que tais distorções podem ter sido causadas pelo encontro anterior entre as galáxias. Mais provavelmente, as múltiplas aproximações têm efeitos combinados sobre a estrutura da periferia da galáxia.

Nesta direção, Gómez et al. (2016a) apresenta uma simulação, no contexto de galáxias semelhantes à VL, na qual estruturas anelares como aquelas vistas em Gómez et al. (2013, 2016b); Purcell et al. (2011) surgem somente 3 Ga após uma colisão, a partir da evolução dinâmica das perturbações induzidas inicialmente. Isto demonstra outro mecanismo de como a colisão anterior entre as NMs, há $1 \sim 2$ Ga, pode impactar na estrutura atual da periferia da GNM.

Assim, as distorções observadas na periferia da GNM são, provavelmente, um reflexo das aproximações entre as NMs nos últimos ~ 2 Ga. Para avaliar melhor a origem da estrutura atual observada neste trabalho região mais externa da galáxia, seria importante comparar os resultados observacionais com simulações otimizadas para as propriedades e órbitas da GNM e a PNM. Adicionalmente, medidas espectroscópicas da velocidade radial dos aglomerados ou de estrelas de campo poderiam ser utilizadas para investigar a existência de variações na componente da velocidade normal ao plano da GNM, também previstas nas estruturas anelares originadas por colisões.

4.5 Idade e metalicidade dos aglomerados estudados

Voltamos nossa atenção, agora, às idades e metalicidades dos aglomerados. Nesta seção, exploramos a relação entre essas quantidades e variações em seu comportamento com a posição dos aglomerados.

4.5.1 Relação idade-metalicidade

Para analisar a RIM dos aglomerados da GNM, separamos, visualmente, a periferia da galáxia em regiões de acordo com seu ângulo azimutal φ :

- **Região norte:** $\varphi < 45^\circ$ ou $\varphi \geq 305^\circ$;
- **Região leste:** $\varphi \geq 45^\circ$ e $\varphi < 135^\circ$;
- **Região sul:** $\varphi \geq 135^\circ$ e $\varphi < 225^\circ$;

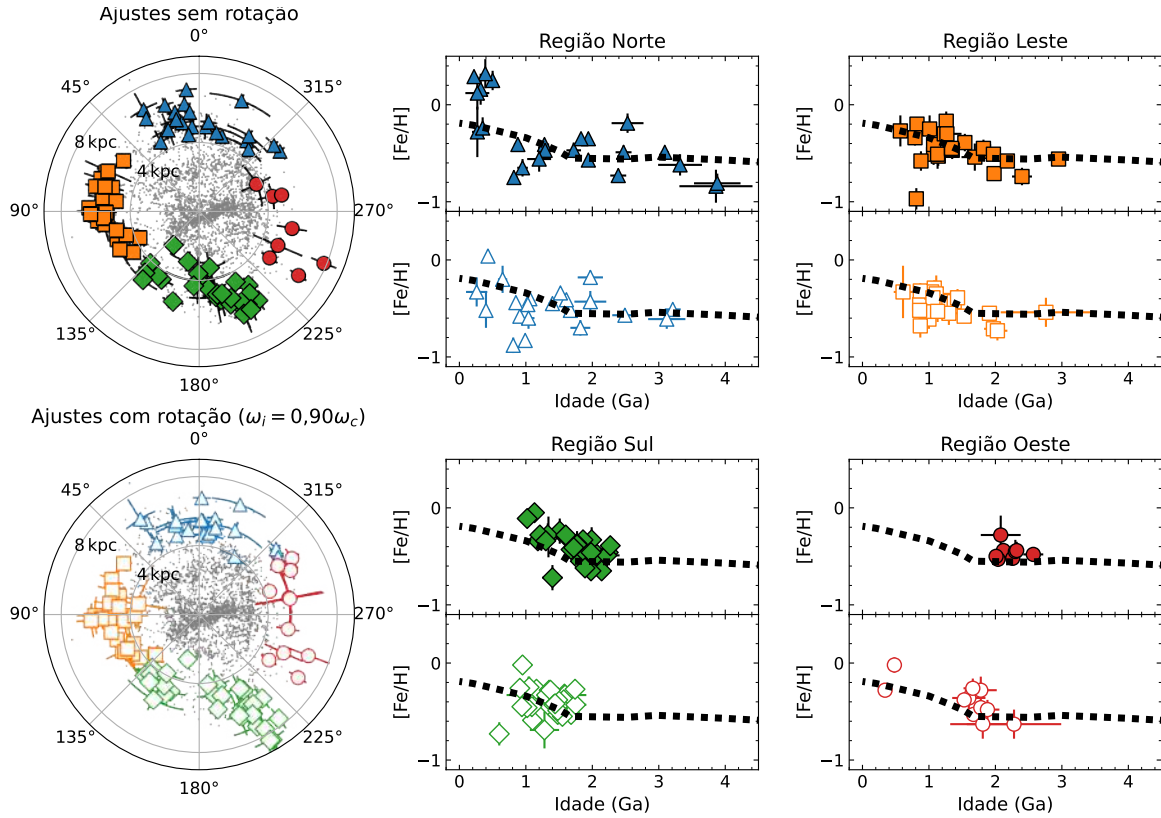


Figura 51 – Os painéis da esquerda mostram a projeção polar das coordenadas (ρ, φ) dos aglomerados no plano da galáxia sem incluir rotação (superior) e incluindo o fenômeno (inferior). Em cinza, são mostradas as posições dos objetos estendidos catalogados em Bica et al. (2008), supondo que sua distância ao plano da GNM é 0. Nos painéis da direita é mostrado a RIM obtida para os mesmos aglomerados, com as cores e símbolos se referindo às posições e tipos de ajuste (incluindo ou não rotação), conforme os painéis anteriores. A linha pontilhada preta corresponde à RIM simulada em Pagel & Tautvaisiene (1998) sob a hipótese de picos de formação estelar para a galáxia.

- **Região oeste:** $\varphi \geq 225^\circ$ e $\varphi < 305^\circ$.

A Figura 51 exibe a RIM de cada região. Ela contém, ainda, um dos modelos analíticos de Pagel & Tautvaisiene (1998) para a RIM da galáxia. Sua principal característica é tratar a taxa de formação estelar na GNM com dois picos: um, menor, começando há 2 Ga e diminuindo suavemente até os dias atuais, e outro, mais intenso, entre 11 ~ 14 Ga. Tal formulação é qualitativamente consistente com o que se observa para a galáxia, a partir de suas estrelas de campo (e.g., Carrera et al., 2008; Harris & Zaritsky, 2009; Piatti & Geisler, 2012).

Em linhas gerais, vemos que o modelo de Pagel & Tautvaisiene (1998) reproduz bem o comportamento da RIM observada para a maioria dos aglomerados. Para os ajustes feitos sem incluir rotação, as regiões sul e oeste são, tendencialmente, mais ricas em metais do que o previsto pelo modelo. Contudo, as diferenças são, para a maioria dos objetos, menores que as incertezas sobre os parâmetros. Ademais, tal tendência não é verificada

para ajustes feitos usando isócronas com rotação.

Na região norte, algumas características distintas são observadas nos ajustes feitos com modelos sem rotação. Primeiramente, há um conjunto significativo de objetos mais jovens que 500 Ma e com metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}] \sim +0,25$. Tal valor é significativamente maior do que o previsto no modelo de Pagel & Tautvaisiene (1998) e esperado para objetos da GNM, como será visto mais a frente. Destacamos, porém, que tal tendência não aparece nos ajustes com rotação, para os quais metalicidades $\lesssim 0$ foram encontradas. Assim, é possível que a metalicidade obtida inicialmente seja um artefato da não inclusão do fenômeno nos modelos empregados.

Outra característica da região norte, que, inversamente, é acentuada pelos ajustes com rotação, é uma redução rápida na metalicidade para idades $\lesssim 1$ Ga, saindo de valores $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0,4$ e atingindo $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0,8$ ($-0,9$) nos ajustes sem (com) rotação. Discutiremos mais sobre o fenômeno no decorrer desta seção.

Comportamentos similares também aparentam ocorrer para objetos isolados nas regiões leste e sul da GNM. Contudo, diferentemente da região norte, as quedas na metalicidade não ocorrem simultaneamente para os modelos com e sem rotação, de tal sorte que é possível que o comportamento seja causado pela inclusão, ou não, do fenômeno nas isócronas.

4.5.2 Comparação com a literatura

Comparamos, então, a RIM obtida anteriormente com outras caracterizações homogêneas de aglomerados de estrelas na literatura científica. Em particular, com os trabalhos de Milone et al. (2023); Narloch et al. (2022); Perren et al. (2017); Pieres et al. (2016). Os três últimos foram mencionados na Seção 4.3 pois possuíam aglomerados em comum com os estudados na presente tese e suas metodologias estão resumidas na Tabela 8 do Apêndice A.

Os resultados de Pieres et al. (2016) também foram utilizados na seção anterior como comparação da estrutura de aglomerados periféricos da região norte. Perren et al. (2017), por sua vez, empregou o código *ASTeCA* para ajustar isócronas PARSEC (Bressan et al., 2012, versão 1,1) aos DCMs de 239 aglomerados nas NMs usando dados heterogêneos coletados em diferentes telescópios do Observatório Internacional de *Cerro Tololo* (CTIO). Nos ajustes as distâncias foram limitadas ao intervalo de 47,86 kpc a 52,48 kpc.

Já Narloch et al. (2022) apresentam idades e metalicidades para 110 aglomerados da GNM. Observações fotométricas foram feitas no telescópio SOAR nas bandas Strömgren, com tempos de exposição significativamente menores que os empregados pelo levantamento VISCACHA, como mostra a Tabela 8 do Apêndice A. As metalicidades foram obtidas a partir das relações empíricas de Hilker (1999) para as cores e magnitudes Strömgren.

Já as idades foram determinadas via ajuste de isócronas PARSEC+COLIBRI (Bressan et al., 2012; Marigo et al., 2013; Marigo et al., 2017) e Dartmouth (Dotter et al., 2008), considerando uma distância fixa de 49,59 kpc para os aglomerados.

O outro trabalho usado para comparação é o de Milone et al. (2023), que analisa 113 aglomerados das NMs com dados do HST. Isócronas PARSEC+COLIBRI foram ajustadas aos aglomerados em um método semivisual. Objetos em comum na PNM entre este trabalho e o levantamento VISCACHA foram estudados em VISCACHA XI na validação do código SIESTA. Mais detalhes são dados no Apêndice C.

A Figura 52 exibe a localização dos aglomerados da GNM estudados nos trabalhos citados anteriormente e na presente tese, bem como a RIM obtida. Vemos que Pieres et al. (2016) é o único trabalho, além da presente tese, focado em regiões periféricas da galáxia, com Milone et al. (2023); Narloch et al. (2022); Perren et al. (2017) se concentrando em regiões mais centrais da GNM, especificamente na sua barra.

Observamos que as metalicidades obtidas nesta tese são, em média, maiores que as encontradas por Pieres et al. (2016), o que já havíamos destacado na Seção 4.3, para os aglomerados em comum. Os valores encontrados pelos autores são, também, mais pobres em metais que o previsto por Pagel & Tautvaisiene (1998). Com relação aos demais trabalhos, há uma melhor concordância entre as RIMs dos aglomerados estudados, particularmente para Milone et al. (2023); Narloch et al. (2022). Os resultados observacionais destes trabalhos também estão em bom acordo com o modelo de Pagel & Tautvaisiene (1998).

Em nenhum desses trabalhos, contudo, foram encontrados aglomerados com metalicidades $\sim +0,25$ em idades $\lesssim 500$ Ma, ainda que em Narloch et al. (2022) exista uma grande dispersão nas metalicidades para esta faixa de idade. Por outro lado, a redução da metalicidade para objetos com $\lesssim 1$ Ga é observada em Narloch et al. (2022) e Milone et al. (2023). Para este último, porém, apenas um aglomerado segue este comportamento (o NGC 1987).

4.5.3 Variação dos parâmetros com a posição na galáxia

Os resultados do presente trabalho mostram que a RIM dos aglomerados em diferentes regiões da periferia da GNM não varia dramaticamente, como observado para a PNM (VISCACHA VII, VISCACHA VIII, VISCACHA IX), como pode ser visto na Figura 51. Ademais, como visto na Figura 52, a relação é consistente com o observado em regiões centrais da galáxia por Milone et al. (2023); Narloch et al. (2022); Perren et al. (2017) e com o previsto pelo modelo de Pagel & Tautvaisiene (1998) para uma formação estelar em picos. Ainda assim, é possível buscar por gradientes ou concentrações das idades e/ou metalicidades dos aglomerados de acordo com a sua posição na GNM.

Diversos trabalhos, por exemplo, buscam avaliar gradientes radiais de metalicidade

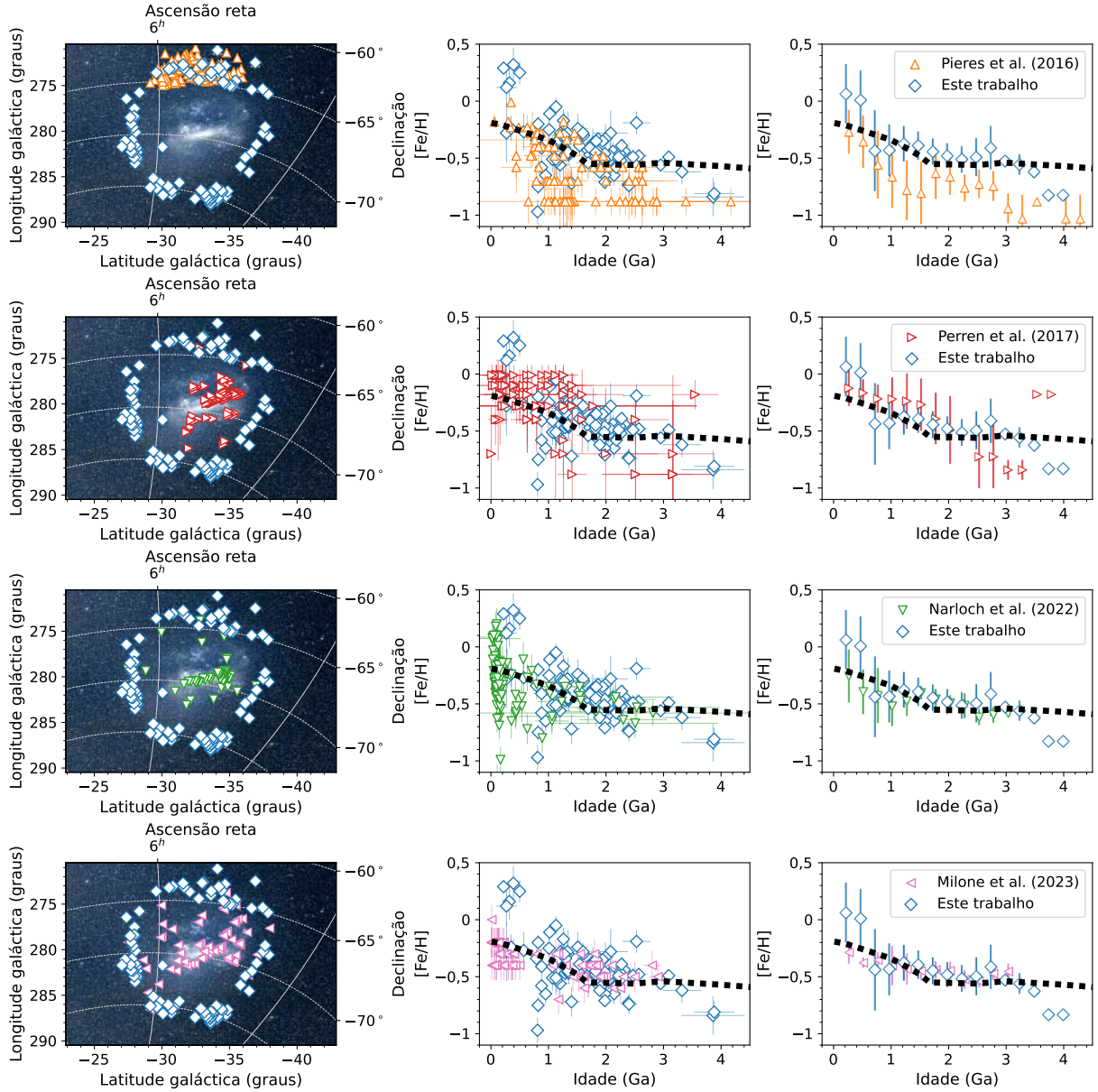


Figura 52 – Comparação da RIM obtida para os objetos analisados na presente tese (com ajustes que não incluem rotação) e outros trabalhos que estudam aglomerados estelares da GNM. Os painéis da esquerda mostram a distribuição dos aglomerados na esfera celeste, sobreposta à mesma imagem composta no óptico da galáxia exibida na Figura 16 (crédito: Alex Mellinger; Mellinger, 2009). Os painéis central contém os valores obtidos para as idades e metalicidades dos aglomerados. Já o painel da direita exibe uma média móvel aplicada aos dados, em intervalos de 0,5 Ga. Os pontos foram ligeiramente deslocados no eixo de idades para facilitar a visualização. A linha pontilhada preta corresponde ao modelo de Pagel & Tautvaisiene (1998) com formação estelar em picos.

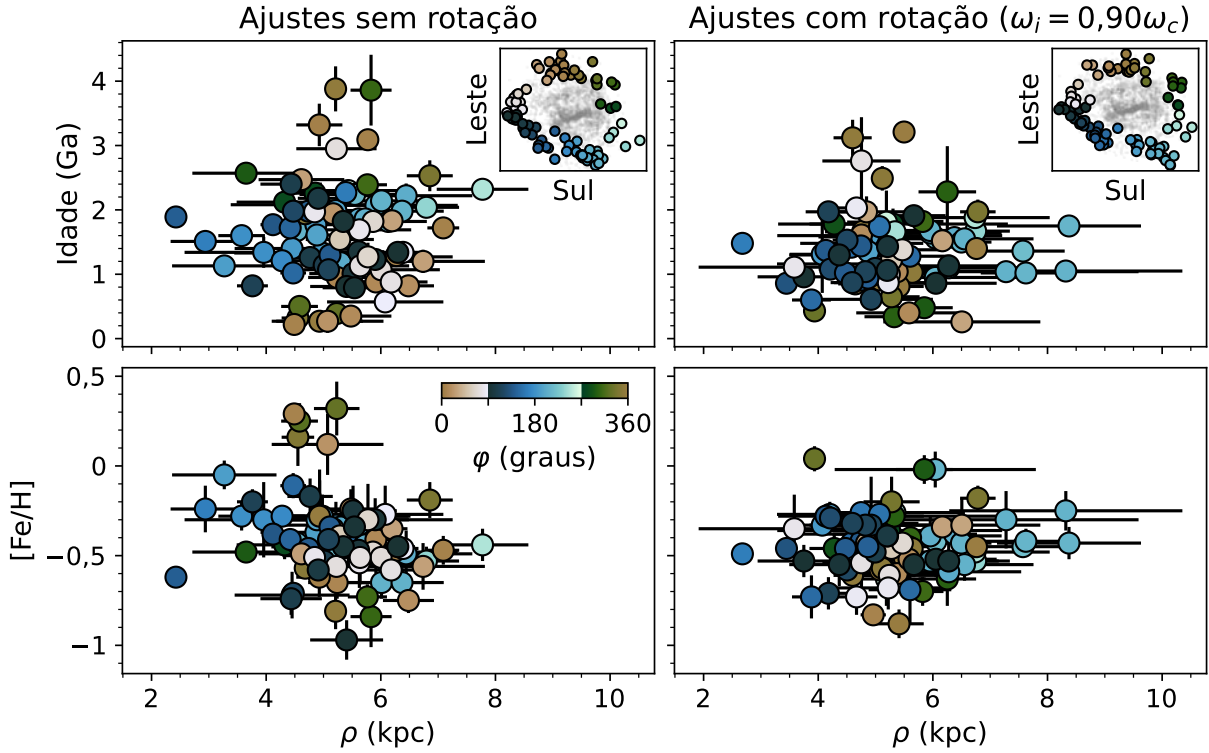


Figura 53 – Os painéis da esquerda mostram a os valores de idade (cima) e da metalicidade (baixo) obtidos para os aglomerados analisados neste capítulo com isócronas sem rotação, em função da distância polar ρ . Os pontos estão coloridos de acordo com o ângulo azimutal φ . O painel interno a distribuição destes pontos no plano (x_p, y_p) , com os pontos em cinza correspondendo às posições dos objetos estendidos catalogados em Bica et al. (2008), considerando que estão no plano da galáxia ($z_p = 0$). Os painéis da direita contém os mesmos gráficos, mas com os resultados dos ajustes feitos com isócronas que incluem rotação.

na GNM, relativos à distância ao longo do plano da galáxia, encontrando uma redução do conteúdo metálico em regiões mais afastadas do centro (e.g., Choudhury et al., 2016, 2021; Muñoz et al., 2023). Nestes trabalhos, não há informação sobre a distância dos objetos estudados (em geral, estrelas de campo), portanto, os gradientes são avaliados em distâncias angulares ou sob a hipótese de que os objetos estão no plano da galáxia. Há também evidências de um gradiente similar de metalicidade relativo à distância radial ao centro da GNM (Cioni, 2009; Feast et al., 2010).

Na Figura 53 estão mostrados os valores de idade e metalicidade obtidos neste trabalho em relação à distância ρ medida radialmente no plano da GNM. Quando avaliamos toda a região observada, não observamos uma correlação entre os parâmetros. Em certo grau, isto é esperado pois os objetos analisados neste trabalho se concentram em um anel ao redor da galáxia, desta forma, a amplitude de variação de ρ é relativamente pequena para se buscar observar tais tendências.

Por outro lado, se nos concentramos apenas na região sudoeste ($180^\circ < \varphi < 270^\circ$), exibidos na Figura 54, tendências mais claras de incremento da idade e redução da metali-

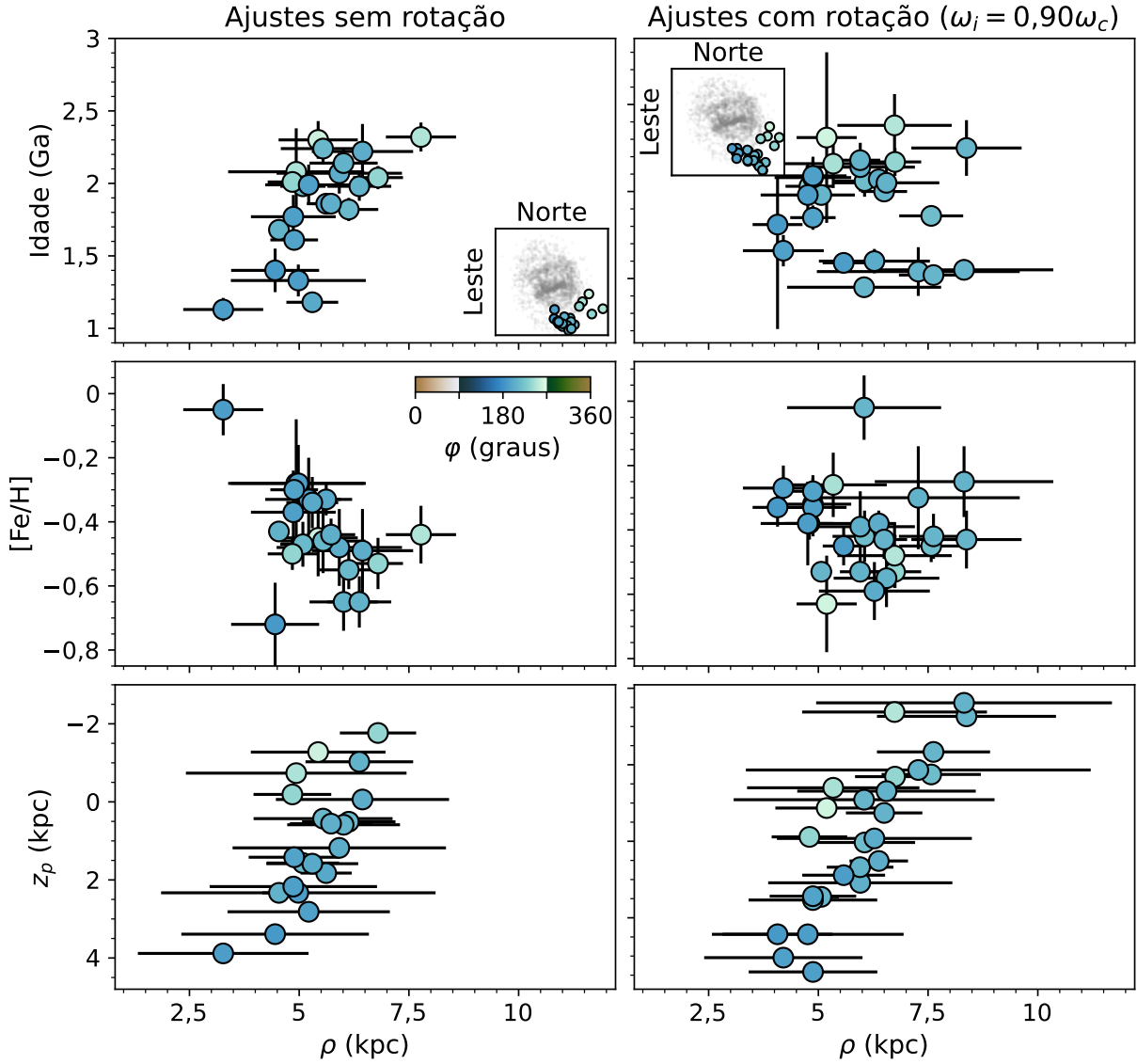


Figura 54 – Os quatro painéis superiores são idênticos aos da Figura 53, mas apenas para aglomerados na região sudoeste da GNM ($180^\circ < \varphi < 270^\circ$). Os painéis inferiores mostram os valores de z_p (distância ao plano) e ρ para os objetos em questão.

cidade com ρ podem ser observadas. Este comportamento é observado, principalmente, para os resultados dos ajustes sem rotação. Quando consideramos aqueles obtidos com isócronas que incluem o fenômeno, a tendência ainda é observada para alguns objetos, embora com várias exceções. Vale destacar que esta é a região do empenamento do disco da GNM, de forma que há, também, uma correlação entre ρ e a distância ao plano da galáxia z_p .

Em outra direção, podemos avaliar a dependência das idades e metalicidades com a distância angular ao centro da GNM. Desta forma, os resultados deste trabalho podem ser combinados aos obtidos para as regiões mais centrais por Milone et al. (2023); Narloch et al. (2022); Perren et al. (2017). A Figura 55 exhibe os resultados mencionados. Vemos que

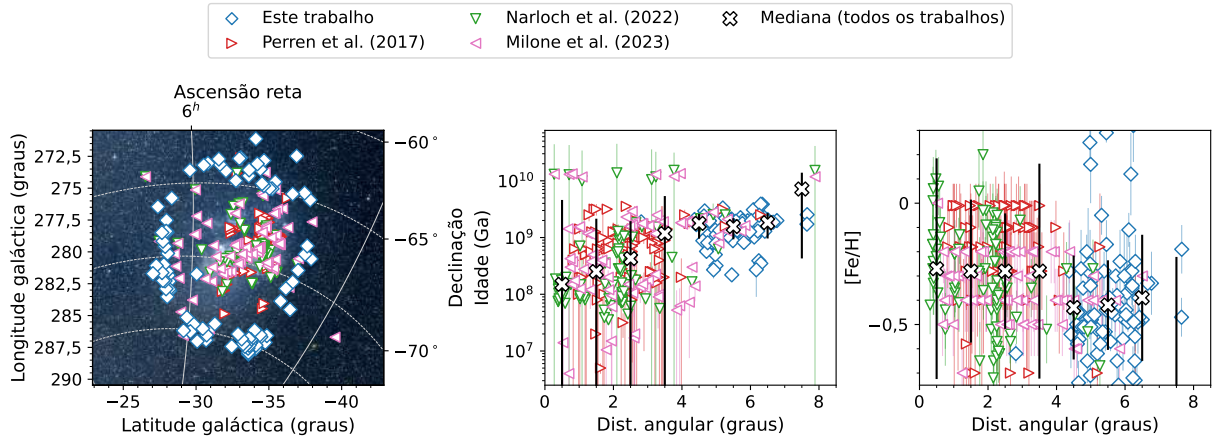


Figura 55 – O painel à esquerda mostra a posição dos aglomerados analisados neste capítulo, e por Milone et al. (2023); Narloch et al. (2022); Perren et al. (2017) na esfera celeste. Ao fundo, é exibida uma imagem composta de bandas no óptico da GNM (crédito: Alex Mellinger; Mellinger, 2009). Os painéis seguintes contêm os valores de idades e metalicidades determinados, em função da distância angular ao centro da galáxia, conforme a legenda. Os “X”, em preto, correspondem à uma mediana móvel tomada sobre todos os dados, em intervalos de 1° . Os valores exibidos referentes ao presente trabalho correspondem aos ajustes feitos com modelos sem rotação.

as regiões internas da galáxia possuem um maior número de objetos mais jovens que 1 Ga, enquanto as populações estelares na periferia da galáxia tendem a ser mais velhas, com os aglomerados concentrados entre $1 \sim 2,5$ Ga. Tal comportamento já é qualitativamente conhecido para estrelas de campo na GNM (e.g., Carrera et al., 2008; Meschin et al., 2013; Povick et al., 2024).

Em relação à metalicidade, há grande dispersão nos valores obtidos por múltiplos trabalhos, o que dificulta a visualização de alguma tendência contínua. Porém, de fato, observamos uma queda no valor médio da metalicidade a partir de 4° , seguido de uma leve tendência de aumento. O comportamento é similar ao observado por Piatti & Geisler (2012) para estrelas de campo.

Retornando às distâncias tridimensionais, avaliamos agora as dependências da idade e da metalicidade com a distância r dos aglomerados analisados no presente capítulo em relação ao centro da GNM. Os resultados podem ser vistos nas Figuras 56 e 57, para a idade e a metalicidade, respectivamente.

Observamos uma correlação inversa entre as idades dos aglomerados e r no intervalo de 0,6 Ga até 2,7 Ga, presente tanto nos resultados dos ajustes sem rotação quando naqueles obtidos incluindo o fenômeno (ainda que de maneira menos intensa). Assim, objetos mais jovens tendem a ser encontrados mais distantes do plano da galáxia. Aglomerados com idades $\gtrsim 3$ Ga ou $\lesssim 500$ Ma não acompanham este comportamento, sendo encontrados, em geral, em torno de $r \sim 6$ kpc e apenas na região norte, o que também pode ser visto

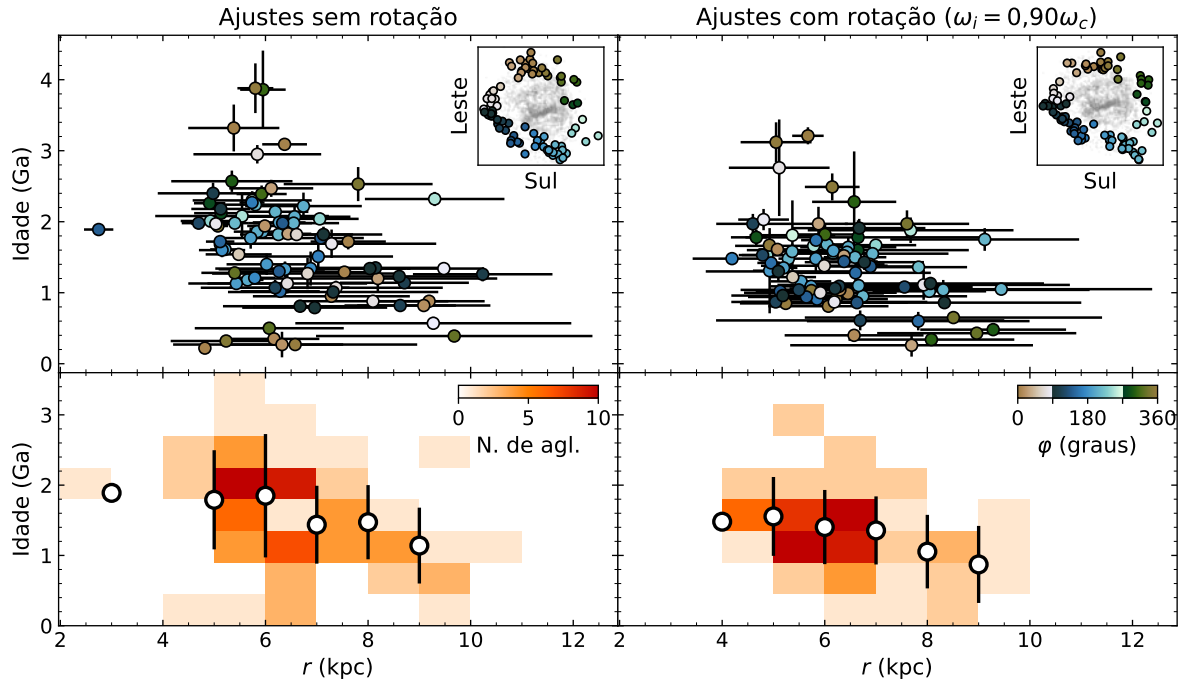


Figura 56 – O painel superior esquerdo mostra os valores de idade obtidos para os aglomerados analisados no presente capítulo, com modelos sem rotação, em função da sua distância r ao centro da GNM. Os pontos foram coloridos de acordo com o ângulo azimutal φ e o painel interno indica a posição dos objetos no plano da galáxia (x_p, y_p). No painel inferior esquerdo, ao fundo, é exibido um histograma bidimensional dos valores de idade e r e os pontos correspondem à uma média móvel das idades tomada em intervalos de 1 kpc. Os painéis à direita são idênticos aos anteriores, mas para os resultados obtidos com isócronas que incluem rotação.

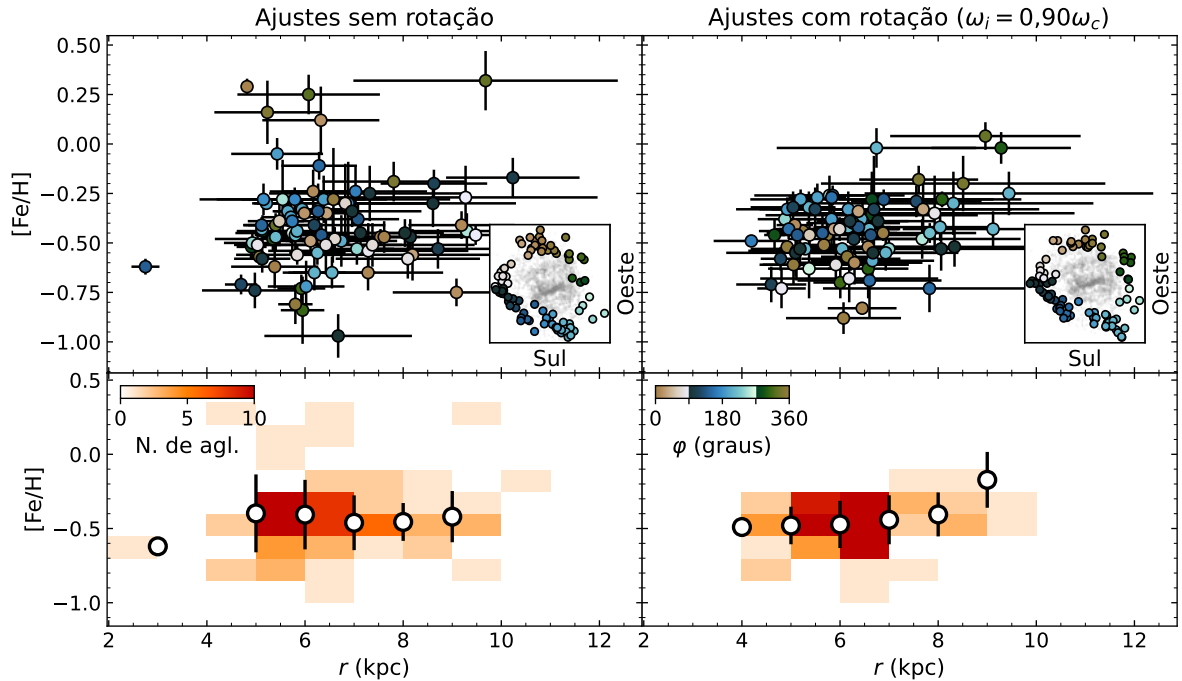


Figura 57 – Figura idêntica à 56, mas considerando a metalicidade dos aglomerados, ao invés da sua idade.

na Figura 51.

Em contrapartida, para as metalicidades, não observamos um gradiente em relação à r . Nos resultados dos ajustes com rotação há apenas uma tendência de aumento da metalicidade para $r > 7$ kpc, que não é observada nos ajustes sem rotação. A existência de tendências para a idade não correspondidas pela metalicidade é consequência de que o enriquecimento químico observado nesta faixa de idades (e previsto dos modelos de Pagel & Tautvaisiene, 1998) é comparável com a própria dispersão obtida nos dados (ver Figuras 51 e 52).

A distância galactocêntrica r está diretamente relacionada com as distâncias polar ρ e ao plano da galáxia $|z_p|$, seguindo $r = \sqrt{\rho^2 + z_p^2}$. Assim, o fato de que um gradiente de idade foi observado em r , mas não em ρ sugerem que a distância ao plano é dominante na determinação desta tendência. Assim, exibimos, nas Figuras 58 e 59 a variação da idade e metalicidade dos aglomerados, respectivamente, em relação a $|z_p|$.

De fato, para as idades no intervalo de 0,6 Ga até 2,7 Ga, observamos, novamente, que aglomerados mais jovens estão, em média, mais afastados do plano galáctico. Esta tendência ocorre independente da inclusão ou não de rotação nas isócronas usadas no ajuste. Da mesma forma que observado anteriormente, aglomerados com idades fora deste intervalo não acompanham este comportamento. Gradientes tampouco são observados para a metalicidade.

Para entendermos melhor as relações entre z_p , r e a idade dos aglomerados, exibimos os valores destes três parâmetros na Figura 60. Recordamos que valores positivos (negativos) de z_p indicam que o objeto está mais próximo (distante) de nós que caso se ele estivesse no plano da galáxia, em $z_p = 0$.

Em primeiro lugar, note que os objetos com os maiores valores de r tendem a possuir, também, valores maiores de $|z_p|$, tanto nos resultados sem rotação, quanto nos que incluem o fenômeno. Isto reforça que a distância ao plano galáctico é dominante para a determinação da distância galactocêntrica dos objetos, em relação à distância polar ρ .

Adicionalmente, vemos que, para os resultados dos ajustes sem rotação, a distribuição dos aglomerados é assimétrica, com os objetos mais distantes do centro da galáxia (e, por consequência, do plano) estando mais próximos de nós (menor distância heliocêntrica). Tal assimetria já se observava na Figura 34.

Em contrapartida, nos resultados dos ajustes com rotação, observamos a tendência oposta, com os objetos mais distantes do centro da GNM estando, também, mais distantes de nós. Ainda assim, a distribuição é mais simétrica que a obtida para os ajustes sem rotação. Em qualquer cenário, contudo, observamos que os objetos mais distantes do centro (maior valor de r) e do plano (maior valor de $|z_p|$) são, tendencialmente mais jovens.

Da seção anterior vimos, ainda, que a posição dos aglomerados relativa ao plano da

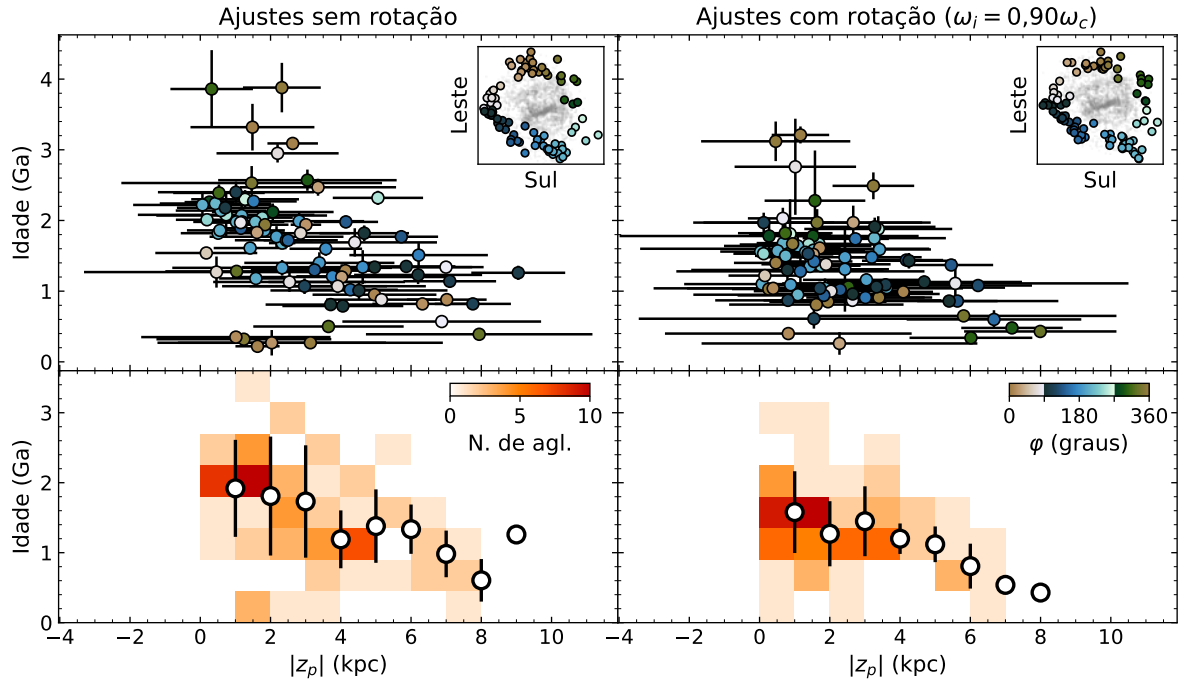


Figura 58 – Figura idêntica à 56, mas considerando a dependência da idade dos aglomerados com relação à sua distância ao plano galáctico, dada por $|z_p|$.

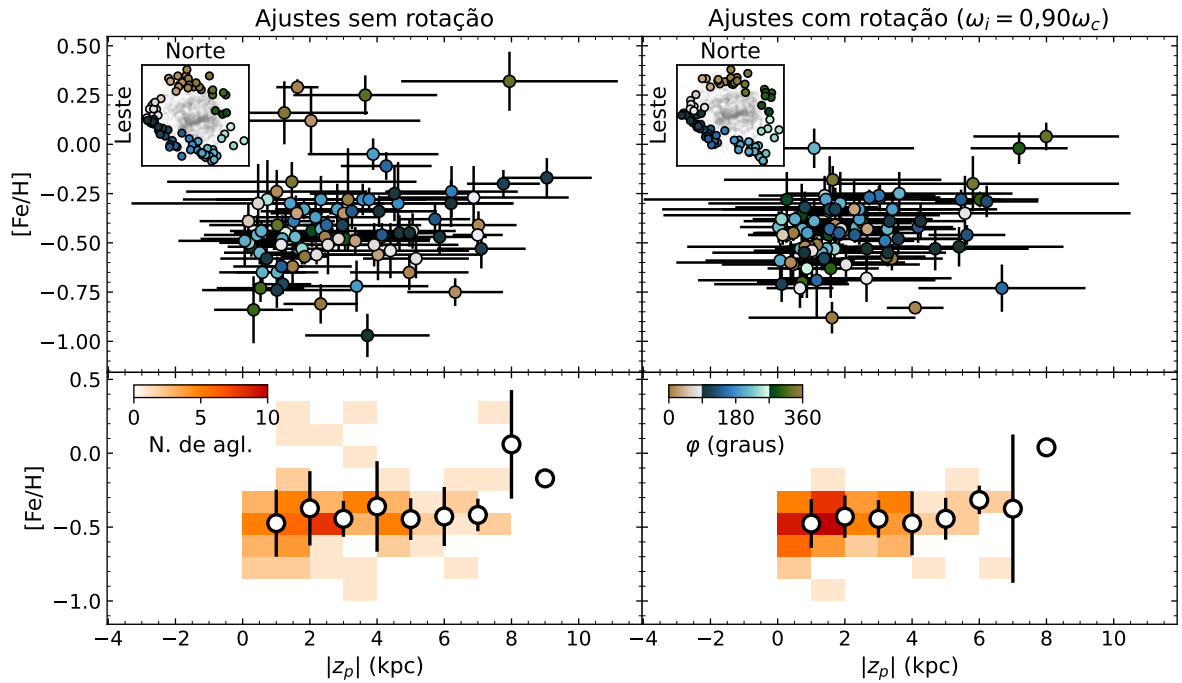


Figura 59 – Figura idêntica à 57, mas considerando a dependência da metalicidade dos aglomerados com relação à sua distância ao plano galáctico, dada por $|z_p|$.

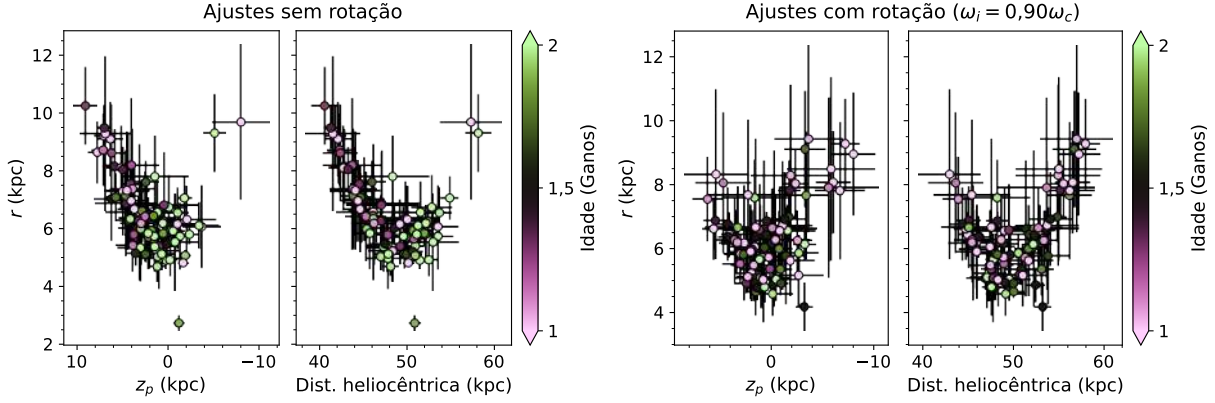


Figura 60 – O painel mais à esquerda mostra os valores obtidos para a distância ao centro da GNM r em função da coordenada z_p para os aglomerados analisados neste capítulo. O painel seguinte mostra os mesmos valores de r em relação à distância heliocêntrica dos aglomerados, determinada com o código **SIESTA**. Em ambos os painéis, as cores dos pontos correspondentes à cada aglomerado indicam os valores obtidos para as suas idades. Todos os parâmetros são referentes aos ajustes com isócronas sem rotação. Os mesmos resultados, para os ajustes que incluem o fenômeno, são exibidos nos dois painéis da direita.

GNM varia ao longo da periferia da galáxia com o ângulo azimutal φ , como mostram as Figuras 43 e 44. Os aglomerados nas regiões leste e sul, por exemplo, tendem a estar mais distantes do plano e mais próximos de nós. Na região sudoeste observamos o empenamento do disco da galáxia e no norte, há uma maior dispersão.

Assim, os gradientes observados com $|z_p|$ para a idade devem estar associados, também, às variações azimutais nos parâmetros dos aglomerados. De fato, da RIM vista na Figura 51, já era perceptível que a região norte apresenta uma maior dispersão de idades que o restante da periferia da galáxia, em particular, ao sul e ao oeste. As Figuras 62 e 61 mostram os valores de idade e metalicidade para os aglomerados em função do ângulo azimutal φ .

Começando a análise com a região norte ($\varphi < 45^\circ$ ou $\varphi > 300^\circ$), observamos que ela possui uma maior dispersão nas idades dos aglomerados. Como já havíamos mencionado, é nela onde estão localizados os objetos mais velhos ($\gtrsim 3$ Ga) e mais jovens ($\lesssim 500$ Ga) da periferia da GNM analisados neste capítulo. Uma maior dispersão também é observada nas metalicidades, em particular para os resultados dos ajustes sem rotação, que indicam a existência de objetos mais ricos em metais ($[\text{Fe}/\text{H}] \sim +0,25$). Todos estes resultados já eram visíveis na RIM da região, exibida na Figura 51.

Para o restante da periferia da galáxia as metalicidades tendem a oscilar em torno de $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0,4$. Já para as idades, sua dispersão tende a diminuir conforme o ângulo azimutal aumenta (no sentido leste-sul-oeste). Tal tendência é acompanhada por um aumento no valor médio das idades. Para os resultados de ajustes com modelos sem rotação, o aumento vai de $\sim 1,4$ Ga em $\varphi \sim 90^\circ$ até $\sim 2,3$ Ga em $\varphi \sim 290^\circ$. Nos ajustes

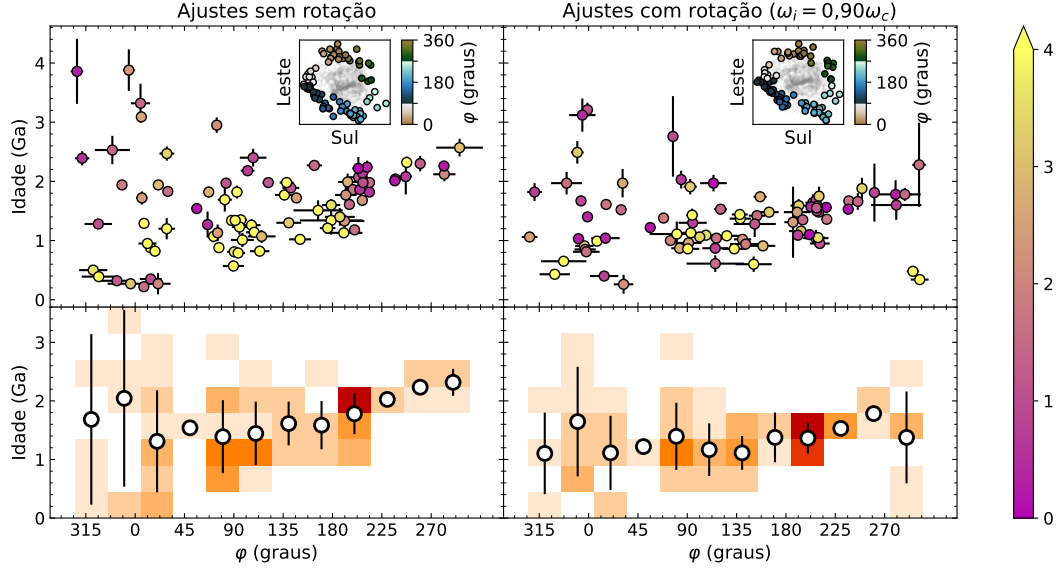


Figura 61 – Figura semelhante à 56, mas considerando a dependência da idade dos aglomerados com relação ao seu ângulo azimutal φ . As médias nos painéis inferiores foram avaliadas em intervalos de 30° . Já as cores dos pontos nos painéis superiores representam a distância ao plano da galáxia, dada por z_p .

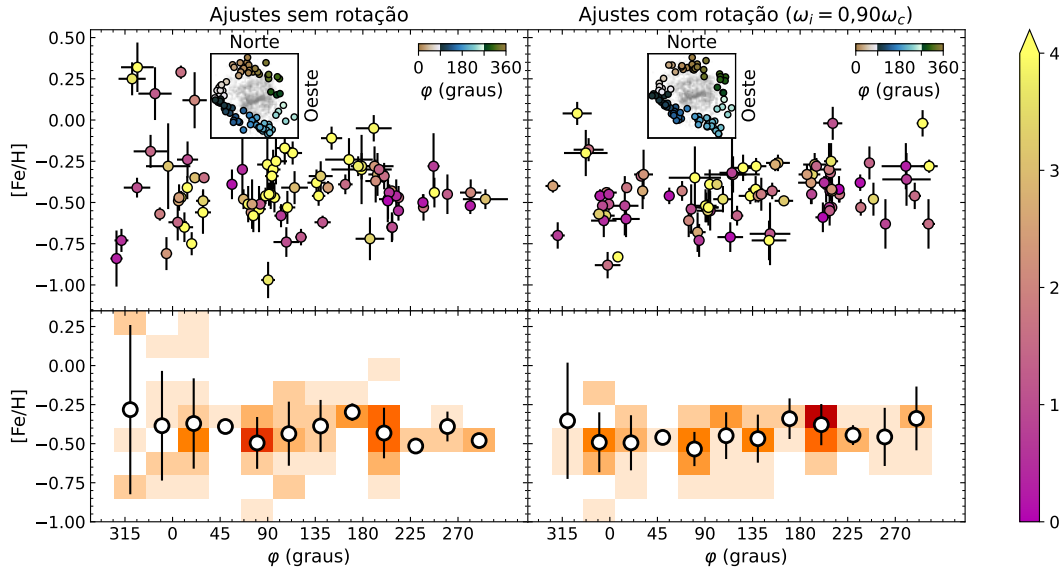


Figura 62 – Figura idêntica à 57, mas considerando a dependência da metalicidade dos aglomerados com relação ao seu ângulo azimutal φ . As médias nos painéis inferiores foram avaliadas em intervalos de 30° . Já as cores dos pontos nos painéis superiores representam a distância ao plano da galáxia, dada por z_p .

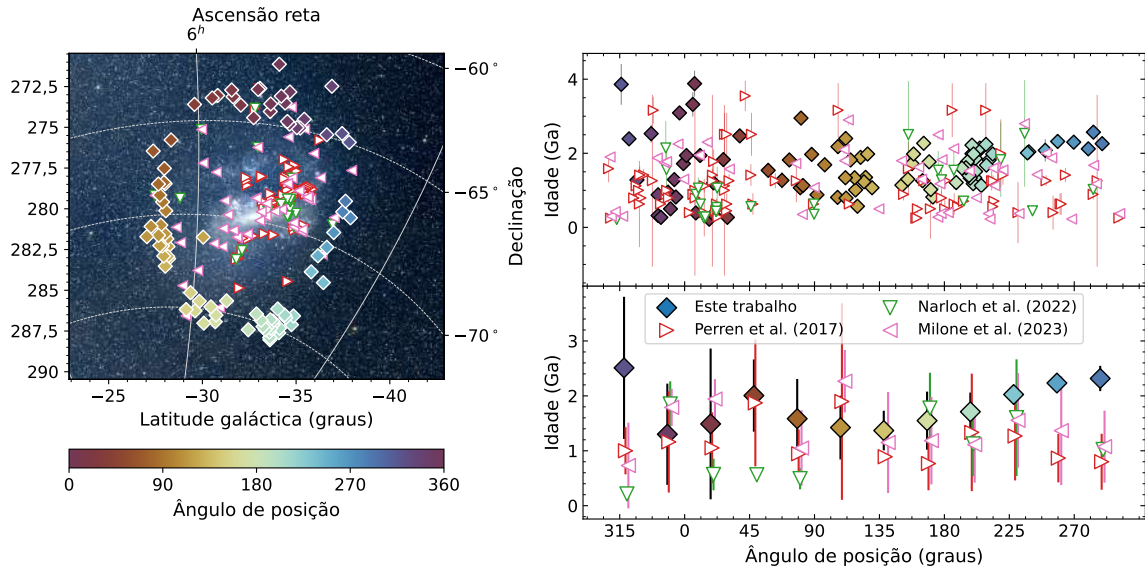


Figura 63 – O painel à esquerda mostra a posição dos aglomerados analisados neste capítulo, com modelos sem rotação, e por Milone et al. (2023); Narloch et al. (2022); Perren et al. (2017) na esfera celeste. Ao fundo, é exibida uma imagem composta de bandas no óptico da GNM (crédito: Alex Mellinger; Mellinger, 2009). Os painéis superior direito contêm os valores das idades determinadas, em função do ângulo de posição. No painel inferior direito é mostrada uma média das idades inferidas em cada trabalho, tomada em intervalos de 30° . Os pontos foram ligeiramente deslocados no eixo horizontal para facilitar a visualização. Os pontos foram coloridos de acordo com o ângulo de posição correspondente, indicado pela barra de cores.

que incluem rotação, o incremento é mais suave, mas ainda visível.

Analisando os valores das distâncias ao plano da galáxia, indicadas pela barra de cor na Figura 61, vemos que, nas regiões leste e sul ($60^\circ \lesssim \varphi \lesssim 180^\circ$), o gradiente azimuthal nos resultados obtidos com modelos sem rotação é causado pela presença de aglomerados com idades $\lesssim 1,6$ Ga todos com distâncias ao plano $|z_p| > 4$ kpc. Nos modelos com rotação, um comportamento semelhante ocorre, embora a dispersão em $|z_p|$ seja maior.

As variações nas idades dos aglomerados ainda são visíveis considerando o ângulo de posição, medido em relação às coordenadas angulares, como mostra a Figura 63. Nela, são exibidos também os valores de idade e ângulo de posição determinados para aglomerados mais centrais da GNM analisados por Milone et al. (2023); Narloch et al. (2022); Perren et al. (2017). É possível ver que estes objetos não acompanham as tendências descritas anteriormente, indicando que se trata de uma característica dos aglomerados na periferia da GNM.

4.5.4 Relação entre os resultados e a evolução da Grande Nuvem de Magalhães

Ao longo desta seção, verificamos que a RIM dos aglomerados estudados apresenta um comportamento semelhante em diferentes regiões da periferia da galáxia (ver Figura 51) e compatível com o observado em outros trabalhos para as regiões mais centrais da GNM (por Milone et al., 2023; Narloch et al., 2022; Perren et al., 2017, como visto na Figura 52). A RIM observada é, ainda, compatível com o modelo de Pagel & Tautvaisiene (1998) com picos de formação estelar em ~ 13 Ga e ~ 3 Ga.

Os resultados indicam que o processo de enriquecimento químico ocorreu de maneira aproximadamente homogênea em toda a galáxia, diferentemente da PNM, para a qual diferenças expressivas são encontradas para aglomerados periféricos ao leste e ao oeste da galáxia (VISCACHA VII, VISCACHA VIII, VISCACHA IX). Resultados semelhantes foram obtidos por Carrera et al. (2008) para estrelas de campo situadas em quatro regiões ao norte da GNM (a 3° , 5° , 6° e 8°). Observamos, portanto, que o mesmo ocorre no restante da periferia da galáxia.

Algumas diferenças significativas ao comportamento médio são observadas para aglomerados específicos. Por exemplo, na região norte, encontramos um conjunto de aglomerados jovens ($\lesssim 500$ Ma) com metalicidades da ordem de $[\text{Fe}/\text{H}] \sim +0,25$. O valor é acima do esperado considerando o modelo de Pagel & Tautvaisiene (1998) e o observado para outros aglomerados da galáxia. Estes resultados, porém, foram obtidos apenas nos ajustes com modelos sem rotação. Nos ajustes com isócronas que incluem o fenômeno, metalicidades consideravelmente menores são determinadas.

Para estes objetos, determinações espectroscópicas das suas metalicidades seriam necessárias para confirmar qual o valor mais adequado para esta quantidade. É possível, ainda, avaliar espectroscopicamente a presença de estrelas com diferentes velocidades de rotação, como feito em D’Antona et al. (2015); Milone et al. (2017) para aglomerados de idade similar na GNM.

Outros aglomerados, nas regiões leste e sul, também apresentam metalicidades menores do que a média em apenas um tipo de ajuste (com ou sem rotação). Neste caso, tratam-se de casos específicos e não um grupo de objetos como visto anteriormente. Da mesma forma, a determinação espectroscópica da metalicidade seria necessária para desambiguar os cenários vistos com os dois modelos.

Um desvio presente, simultaneamente, nos ajustes usando modelos com e sem rotação é uma redução rápida na metalicidade dos aglomerados da região norte da ordem de $\sim 0,4$ dex para idades $\lesssim 1$ Ga. Uma súbita queda de metalicidade similar foi observados na PM em VISCACHA VII, começando em uma idade superior, de 1,5 Ga e atingindo seu valor mínimo por volta de 1,1 Ga.

Reduções na metalicidade podem ser causadas pela acreção de gás mais pobre em

metais (e.g., VISCACHA VIII). Na simulação, no cenário ligado de Diaz & Bekki (2012), durante os encontros próximos entre as NMs, a GNM teria incorporado material da PNM, o que poderia explicar o fenômeno, uma vez que a composição química da Pequena Nuvem é, tipicamente, mais pobre em metais (Cioni, 2009). Contudo, a época prevista para os encontros, há 1,97 Ga e 260 Ma, não coincide com a queda da metalicidade observada.

Por outro lado, no modelo 2 simulado por Besla et al. (2012), no cenário de primeira aproximação, a GNM acreta 1,5% da massa de seu disco da PNM. Adicionalmente o modelo inclui um encontro próximo, com separação mínima similar à simulação de Diaz & Bekki (2012), há ~ 1 Ga o que coincide com a idade na qual a queda na metalicidade dos aglomerados foi observada.

Apesar da semelhança entre a RIM dos aglomerados em diferentes partes da GNM, diferenças mais significativas são observadas com relação à distribuição das idades dos aglomerados. Como pode ser visto na Figura 61, a região norte da galáxia ($\varphi < 45^\circ$ ou $\varphi > 300^\circ$) possui uma distribuição mais ampla de idades, contendo tanto os objetos mais jovens (idades $\lesssim 500$ Ma) quanto os mais velhos ($\gtrsim 3$ Ga) analisados neste capítulo. Nas demais regiões, há uma tendência de redução na dispersão da idade e aumento do seu valor médio com o ângulo azimutal, i.e., no sentido leste-sul-oeste.

Tal comportamento é observado tanto nos modelos sem rotação quanto naqueles que não incluem o fenômeno. Para as regiões leste e sul ($60^\circ \lesssim \varphi \lesssim 180^\circ$), nos ajustes sem rotação, observamos que a maioria dos objetos mais jovens que $\sim 1,6$ Ga se formaram também mais distantes do plano da galáxia ($|z_p| \gtrsim 4$ kpc). De fato, como visto na Figura 60, os aglomerados mais jovens estão, tendencialmente, mais distantes do plano da GNM.

Variações no histórico de formação estelar da GNM foram observadas por Carrera et al. (2008) para quatro campos ao norte do centro da GNM: para regiões mais periféricas, as taxas de formação estelar diminuía, em particular em idades menores que 4 Ga. Resultados semelhantes foram encontrados por Meschin et al. (2013) para três campos há $4,0^\circ$, $5,5^\circ$ e $7,0^\circ$ do centro da galáxia, também na direção norte.

Em termos de variações azimutais, Ruiz-Lara et al. (2020) analisaram, com dados do levantamento SMASH (Nidever et al., 2017), as taxas de formação estelar em duas regiões da GNM: uma, no noroeste coincidente com o braço espiral da galáxia e outra, no sudeste, correspondente à uma região de tamanho e distância angular similar ao centro da galáxia (painel esquerdo da Figura 64). Os autores observaram que as taxas de formação estelar das duas regiões são correlacionadas para idades $\gtrsim 2,5$ Ga.

Para idades menores, porém, diferenças expressivas começam a surgir, com a região sudeste reduzindo o número de estrelas formadas, enquanto a região noroeste apresenta diversos picos de formação estelar, incluindo um aumento vertiginoso da taxa de formação há $\lesssim 100$ Ma. Massana et al. (2022) comparou estes dados com os obtidos para a PNM,

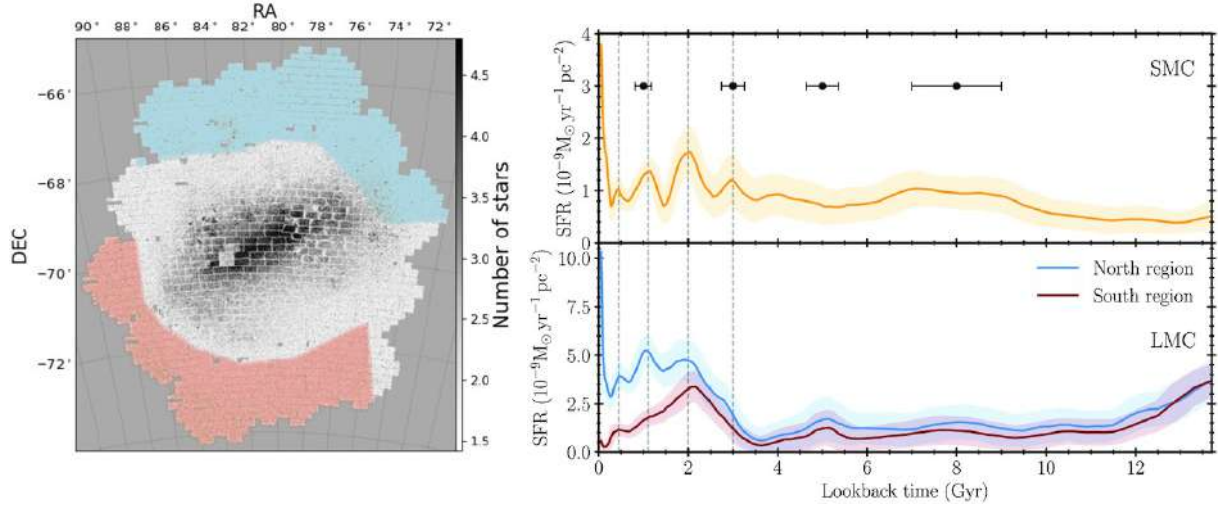


Figura 64 – O painel esquerdo contém um recorte da Figura 1 de Ruiz-Lara et al. (2020). Em escala de cinza é mostrado um histograma bidimensional na esfera celeste, da distribuição de estrelas observadas pelo levantamento SMASH (Nidever et al., 2017) mais brilhantes que $M_i = -1$ (indicando a magnitude absoluta na banda i , do sistema *griz*). As regiões noroeste e sudeste analisadas pelos autores são mostradas em azul e vermelho, respectivamente. Os painéis da direita correspondem à Figura 2 de Massana et al. (2022). O superior corresponde à taxa de formação estelar da PNM avaliada pelos autores. Já o inferior corresponde à taxa estimada por Ruiz-Lara et al. (2020) para as duas regiões da GNM mostradas no painel inferior, conforme indicado pelas cores. As regiões sombreadas representam o intervalo das incertezas e as linhas pontilhadas indicam picos na formação estelar da PNM em 0,45 Ga, 1,1 Ga, 2 Ga e 3 Ga.

também com dados do levantamento SMASH, reportando que os picos de formação estelar na região noroeste são correlacionados com aqueles observados para a Pequena Nuvem. Os resultados podem ser vistos no painel direito da Figura 64.

Ruiz-Lara et al. (2020) argumentam que as diferenças entre as regiões noroeste e sudoeste são evidências de que o braço espiral assimétrico presente na GNM seria derivado das interações gravitacionais entre as Nuvens. Já Massana et al. (2022) afirmam que a semelhança nos picos de formação estelar são indícios de interações entre as galáxias há, no mínimo, 3,5 Ga capazes de induzir a formação estelar, ao menos localmente, na GNM.

Os resultados da presente tese sugerem que o comportamento observado por Ruiz-Lara et al. (2020) se estende para regiões mais externas da GNM. Assim, a região norte possui uma formação estelar mais estendida que no restante da periferia da galáxia.

Para as demais regiões, a observação de objetos com idades menores que 1,6 Ga de maneira mais concentrada no leste e sul da galáxia e, também, mais distantes do plano da GNM pode ser consequência das interações gravitacionais mais intensas entre as Nuvens desencadeadas pelos encontros próximos entre as galáxias. Tais interações, simultaneamente, são capazes de distorcer verticalmente a estrutura da periferia da galáxia,

como visto na seção anterior, e desencadear eventos de formação estelar a partir da compressão do gás via forças de maré.

5 Descoberta do aglomerado SL 2 como membro da lacuna de idades

Dos 86 aglomerados analisados nesta tese, apenas um foi descoberto como parte da lacuna de idades da GNM. Trata-se do aglomerado SL 2 (também conhecido como LW 2 ou KMHK 2, primeiramente catalogado por Lynga & Westerlund, 1963; Shapley & Lindsay, 1963). Embora este objeto seja conhecido há décadas, a primeira caracterização de sua idade foi feita como parte desta tese. Dado o interesse astrofísico na lacuna de idades, o analisaremos separadamente dos demais, no presente capítulo. Os resultados apresentados também foram publicados como uma carta ao editor no periódico *Astronomy & Astrophysics* em Ferreira, Bernardo P. L. et al. (2025, daqui para frente VISCACHA XII).

5.1 Caracterização do aglomerado

Considerando a relevância da lacuna de idades da GNM, o aglomerado SL 2 foi analisado de maneira mais detalhada que os demais objetos estudados nesta tese. Para além da caracterização do DCM, feita usando dois conjuntos de isócronas, de modelos de evolução estelar distintos, fizemos uma análise estrutural para definir o tamanho do aglomerado, que foi usado para o processo de descontaminação e na determinação de sua magnitude integrada. Esta, por sua vez, foi empregada para calcular a massa do aglomerado. Detalharemos estes processos na presente seção.

5.1.1 Parâmetros estruturais e descontaminação

Primeiramente, determinamos as coordenadas centrais do aglomerado iterativamente, em uma adaptação da estratégia (Maia et al., 2016). Para tal, posicionamos um círculo no centro da imagem e avaliamos a média das coordenadas em sua posição. Em seguida, deslocamos o centro do círculo para esta posição média e repetimos o processo iterativamente, até que nenhum novo deslocamento fosse produzido. Fizemos esta avaliação com diversos anéis de raios entre 10" e 75" (em passos de 5"), limitados de modo que nenhum círculo excedesse os limites da imagem. As coordenadas finais foram tomadas como a mediana dos centros obtidos com cada raio.

De posse das coordenadas centrais, avaliamos o perfil densidades radial, a partir da contagem de estrelas em anéis concêntricos, dividida pela área dos anéis. Cada anel possuía raios de modo a conterem 2,5% das estrelas observadas. Para os anéis que excediam os limites das imagens, correções analíticas foram feitas para descontar a área fora da imagem.

Como feito em VISCACHA X, somente anéis cuja a área subtraída não excedesse 80% da sua área total foram considerados.

No perfil avaliado foi, então, ajustado uma função empírica de King (1962):

$$\sigma(r < r_t) = \begin{cases} \sigma_0 \left(\frac{1}{\sqrt{1 + (r/r_c)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + (r_t/r_c)^2}} \right)^2 + \sigma_{\text{campo}}, & r \leq r_t; \\ \sigma_{\text{campo}}, & r > r_t. \end{cases} \quad (5.1)$$

σ corresponde à densidade de estrelas (i.e., número de estrelas por unidade de ângulo sólido) a uma distância angular r . Já r_c e r_t correspondem, respectivamente, aos raios do núcleo e de maré. σ_0 , por sua vez, é uma constante de normalização do perfil e σ_{campo} da densidade de estrelas de campo.

O perfil de densidades avaliado, juntamente à função ajustada podem ser vistos na Figura 65, que mostra, ainda, o valor usado para o centro do aglomerado. Idealmente, para avaliar os parâmetros estruturais via perfil de densidade radial, considerações sobre completeza fotométrica dos dados deveriam ser feitas, para aplicar correções sobre as contagens de estrelas (e.g., VISCACHA I, VISCACHA X).

Contudo, para a presente análise, estamos interessados apenas no raio de maré r_t que, como pode ser visto da Equação 5.1, corresponde à distância na qual a densidade de estrelas torna-se igual a do campo, servindo, efetivamente, como uma medida do tamanho do aglomerado. Como discutido em VISCACHA II e VISCACHA X, os parâmetros externos são marginalmente afetados pelas correções de completeza.

Usando este valor, estabelecemos os raios usados para a descontaminação fotométrica do aglomerado (cuja metodologia foi descrita na Seção 2.3). Para o raio externo, correspondente ao limite mínimo da região de campo, foi usado o próprio raio de maré (85"). Já para o raio interno, limite máximo para a região do aglomerado, até o qual serão determinadas probabilidades de pertencimento, foi usado metade deste valor (42,5").

Como explicado anteriormente, um raio menor é empregado para a região interna pois isto aumenta o número relativo de estrelas o aglomerado em relação às de campo, o que melhora a performance do método de descontaminação. Na Tabela 4 do Apêndice A, estão compilados os demais parâmetros da descontaminação aplicada para o SL 2. O processo está ilustrado para o aglomerado na Figura 66.

5.1.2 Ajuste com diagramas cor-magnitude sintéticos

Após a seleção das estrelas membro e avaliação das probabilidades de pertencimento, foi aplicado o código SIESTA, descrito no Capítulo 3, para determinar a idade, metalicidade, distância, excesso de cor e fração de binárias do aglomerado. Para tal, um primeiro ajuste foi feito usando as mesmas especificações apresentadas na Seção 3.3, com isócronas

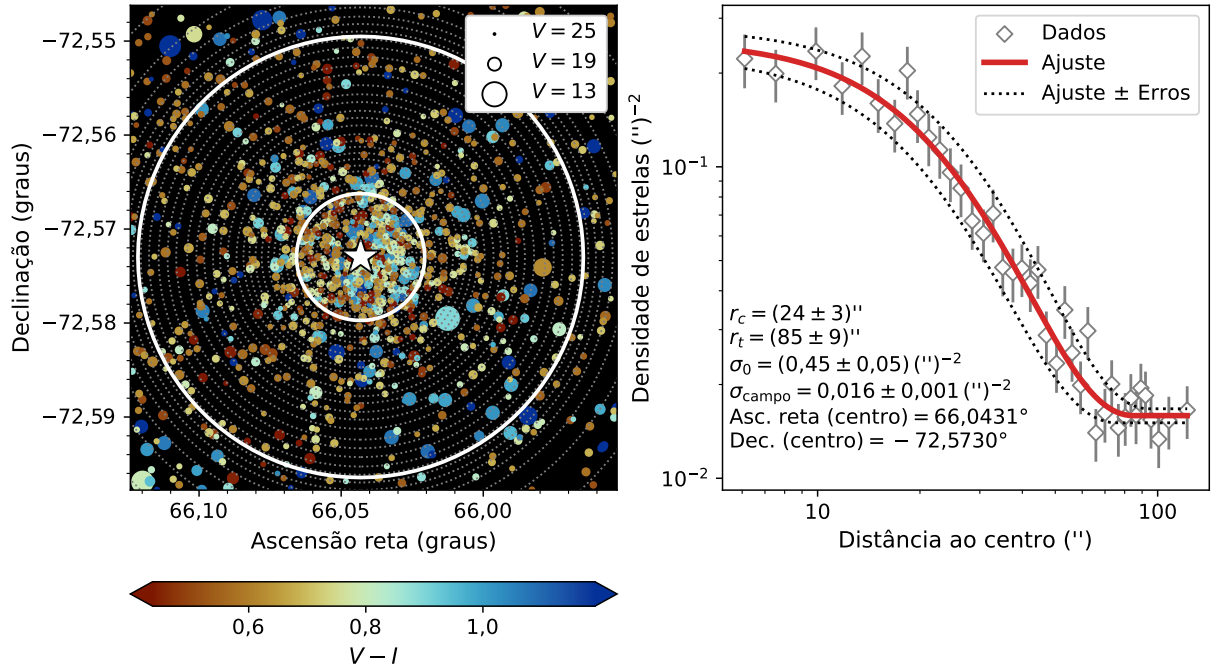


Figura 65 – O painel da esquerda mostra a distribuição de estrelas na região observada para o SL 2, com as cores indicando o índice de cor V_I (barra de cor) e os tamanhos suas magnitudes na banda V (legenda). Os círculos pontilhados indicam raios dos anéis usados para a avaliação do perfil de densidades radiais e a estrela, o centro determinado para o aglomerado. Por fim, os círculos contínuos indicam os raios nuclear (menor) e de maré (maior). No painel da direita é mostrado o perfil de densidade radial correspondente (pontos cinza) e o ajuste da Equação 5.1 (conforme King, 1962, linha vermelha). As linhas pontilhadas indicam o intervalo das incertezas do ajuste.

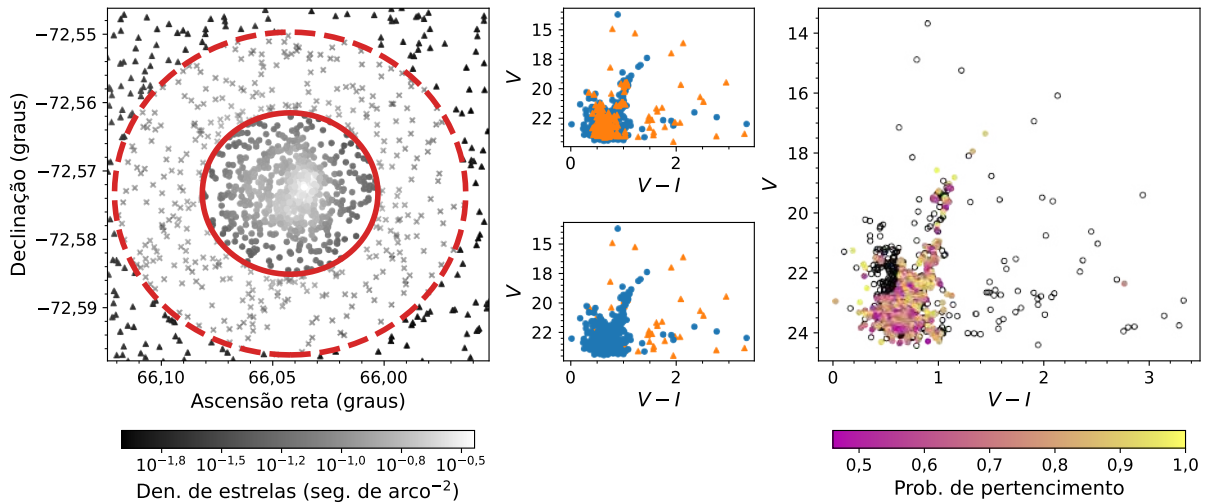


Figura 66 – Figura idêntica à 19 para o aglomerado SL 2.

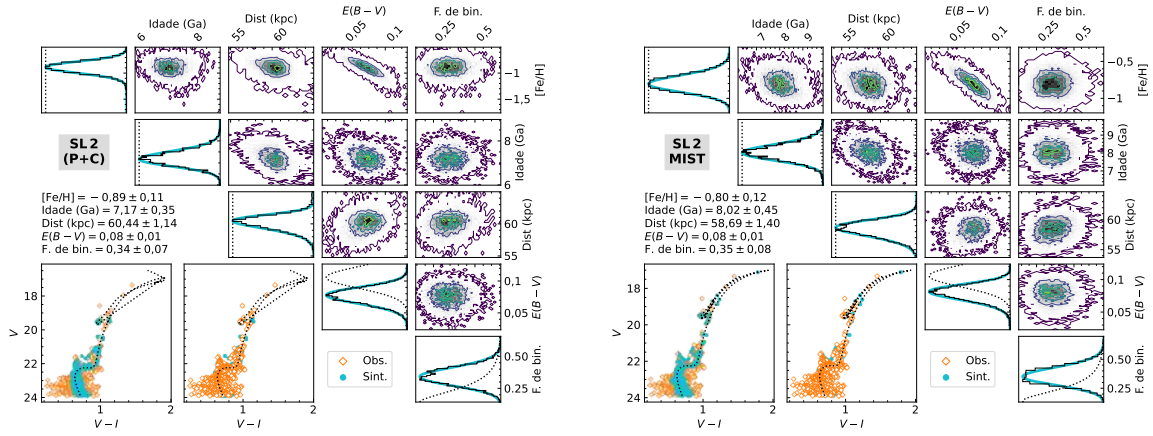


Figura 67 – Imagens idênticas à Figura 31, para o aglomerado SL 2 com isócronas PARSEC+COLIBRI (esquerda) e MIST (direita).

PARSEC+COLIBRI. Destacamos que, diferentemente do Capítulo 4, apenas isócronas sem rotação foram empregadas, pois, dada a idade do aglomerado, não esperamos que o fenômeno tenha um efeito significativo na sua caracterização (ver Figura 32).

Para adicionar confiança à determinação anterior, fizemos também um outro ajuste, nas mesmas condições, mas empregando uma grade de isócronas MIST (versão 1,2, com composição química na escala solar e sem rotação; Choi et al., 2016), com as mesmas idades e metalicidades da grade anterior. As distribuições de probabilidades marginalizadas de ambos os ajustes podem ser vistas na Figura 67 e seus resultados estão expostos nas primeiras cinco linhas da Tabela 1.

Tabela 1 – Parâmetros astrofísicos determinados para o aglomerado SL 2.

	PARSEC+COLIBRI	MIST
Idade (Ga)	$7,17 \pm 0,35$	$8,02 \pm 0,45$
[Fe/H]	$-0,89 \pm 0,11$	$-0,80 \pm 0,12$
Distância (kpc)	$60,44 \pm 1,14$	$58,68 \pm 1,41$
$E(B - V)$	$0,08 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,01$
Frac. de bin. ($q \geq 0,60$)	$0,34 \pm 0,07$	$0,35 \pm 0,08$
V	$14,76 \pm 0,01$	
I	$14,01 \pm 0,01$	
M_V	$-4,40 \pm 0,05$	$-4,33 \pm 0,06$
M_I	$-5,04 \pm 0,05$	$-4,98 \pm 0,06$
$\log(M/M_\odot)_{\text{banda } V}$	$3,81 \pm 0,11$	$3,82 \pm 0,11$
$\log(M/M_\odot)_{\text{banda } I}$	$3,70 \pm 0,14$	$3,70 \pm 0,14$
$\log(M/M_\odot)$ (média)	$3,76 \pm 0,09$	$3,76 \pm 0,09$

Os valores obtidos com as duas grades de isócronas são equivalentes, sendo compatíveis, dentro dos intervalos de incerteza. Além disso, as distribuições de probabilidade marginalizadas formam um único pico, sinalizando a existência de apenas uma solução representativa para os parâmetros do aglomerado. Na comparação entre os DCMs sintéticos

e observados exibidos na Figura 67, vemos que os parâmetros ajustados reproduzem bem os dados obtidos para o aglomerado, reproduzindo o PSSP, o ramo das subgigantes e das gigantes vermelhas.

Por outro lado, na sequência principal observamos uma dispersão maior nos dados observados (para além dos erros fotométricos), em particular com um excesso de estrelas mais azuis que as demais, em $V - I \sim 0,5$. Tal estrutura poderia ser produzida por avermelhamento diferencial ou pela presença de uma segunda população estelar, com PSSP menos brilhante e mais azulado.

Analisar estas estrelas com mais detalhes demandaria o uso de fotometria mais profunda, o que foge ao escopo deste trabalho. Para a análise proposta, basta saber que seu número é relativamente pequeno, em comparação à quantidade de estrelas na sequência principal do aglomerado. Desta forma, elas não interferem significativamente no ajuste e, portanto, na determinação do SL 2 como aglomerado da lacuna de idades.

Entre os parâmetros obtidos, destacamos a idade encontrada para o aglomerado, de $(7,17 \pm 0,35)$ Ga com isócronas PARSEC+COLIBRI e de $(8,02 \pm 0,45)$ Ga com isócronas MIST, bem situadas no intervalo da lacuna de idades, entre $4 \sim 10$ Ga. Outro parâmetro que chama a atenção é a distância, para a qual foi encontrado $(60,44 \pm 1,14)$ kpc (PARSEC+COLIBRI) e $(58.68 \pm 1,41)$ kpc (MIST). Tais valores são mais semelhantes à distância heliocêntrica da PNM, de $(61,9 \pm 0,6)$ kpc, do que da GNM, de $49,9 \pm 2,1$ kpc (De Grijs et al., 2014).

O valor para a distância chama a atenção e pode gerar dúvidas em relação à existência de uma segunda solução, potencialmente mais próxima e com idade diferente. Embora a distribuição de probabilidades não dê indícios neste sentido, verificamos os resultados repetindo os dois ajustes adicionando um *prior* de distância gaussiano centrado em 49,9 kpc com desvio padrão 1,0 kpc.

As idades obtidas foram de $(8,44 \pm 0,68)$ Ga (PARSEC+COLIBRI) e $(9,17 \pm 0,59)$ Ga (MIST), o que são valores maiores que os anteriores, mas ainda compatíveis com o intervalo da lacuna. Mais do que isso, diferentemente da solução anterior, os DCMs sintéticos produzidos com os parâmetros neste novo ajuste não reproduzem tão bem o ramo das subgigantes e o AV observado, como pode ser visto na Figura 68. Desta forma, consideramos que a solução apresentada na Tabela 1 é a mais adequada para o SL 2.

5.1.3 Magnitude integrada e massa

De posse dos resultados anteriores, estimamos também a massa do aglomerado, a partir da metodologia apresentada em Maia et al. (2014) e anteriormente aplicada em dados do levantamento VISCACHA em VISCACHA II, VISCACHA V, e VISCACHA VII. O primeiro passo consiste em somar o número de contagens nas imagens combinadas do

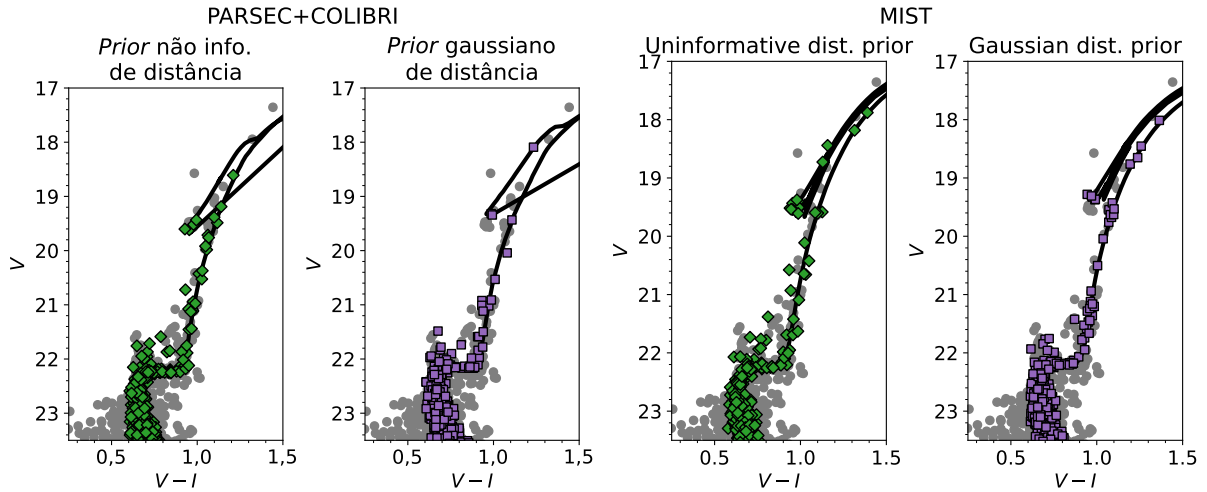


Figura 68 – Os painéis da esquerda mostram comparações entre o DCM observado para as estrelas membro do aglomerado SL 2 (pontos cinza) e DCMs sintéticos gerados com os parâmetros do melhor ajuste obtido com isócronas PARSEC+COLIBRI, sem a introdução de um *prior* informativo na distância (diamantes verde) e com um *prior* gaussiano neste parâmetro (quadrados roxos; ver texto para detalhes). Os DCMs sintéticos possuem o mesmo número de estrelas artificiais que os dados observados. A linha preta mostra a isócrona de referência para gerar o DCM sintético. Os painéis da direita mostram os mesmos gráficos, mas com soluções obtidas para isócronas MIST.

aglomerado, nos filtros V e I , até o raio de maré.

Este valor possui contribuições tanto das estrelas do aglomerado quanto do próprio campo, que necessita ser descontado. Para tal, avaliamos a contribuição esperada do campo através do número de contagens médio (por pixel) na região externa ao raio de maré. Multiplicamos então este valor pelo número de pixels da região interna e o subtraímos do número de contagens total calculado anteriormente, obtendo, por fim, o número de contagens correspondente apenas às estrelas do aglomerado. Para avaliar o número de contagens nas regiões interna e externa ao raio de maré, estrelas da VL, cujo brilho era muito superior ao dos demais objetos no campo, foram mascaradas na imagem.

O valor obtido foi convertido em magnitude instrumental, simplesmente inserindo o número de contagens no lugar do fluxo na Equação 1.2 com a mesma constante de ponto zero instrumental usada para as estrelas do aglomerado (i.e., 25 nas duas bandas). Então, foi feita sua calibração conforme o procedimento descrito na Seção 2.2, produzindo a magnitude integrada aparente do aglomerado. Os valores obtidos estão na sexta e sétima linhas da Tabela 1. Seus erros foram calculados propagando as incertezas sobre o número de contagens (considerando uma estatística de Poisson) com as vindas do próprio ajuste. Usando as distâncias obtidas na caracterização anterior, estes valores foram convertidos em magnitudes absolutas, apresentados na oitava e nona linhas da mesma tabela.

Com as magnitudes absolutas integradas avaliamos a massa do aglomerado usando

a relação massa-luminosidade para populações estelares simples desenvolvida por Maia et al. (2014):

$$\log(\mathcal{M}/\mathcal{M}_{\odot}) = a + b \log t[\text{anos}] - 0,4(M - M_{\odot}), \quad (5.2)$$

M e $M_{\odot}$ referem-se às magnitudes absolutas do aglomerado e do Sol, em alguma banda específica. Já $\mathcal{M}$ corresponde à massa do aglomerado e t a sua idade. Os termos a e b são coeficientes que dependem das bandas utilizadas e da metalicidade do aglomerado. A relação e os coeficientes foram obtidos a partir da soma dos fluxos das estrelas de populações sintéticas com diferentes idades, metalicidades e números de estrelas, assumindo uma FMI de Kroupa (2001).

Para o SL 2, usamos as idades determinadas anteriormente e adotamos os valores $(a,b)_V = (-5,87 \pm 0,07, 0,608 \pm 0,008)$ e $(a,b)_I = (-4,80 \pm 0,10, 0,49 \pm 0,01)$, determinados para uma metalicidade de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0,58$, correspondente ao menor valor fornecido pelos autores. Note que ele não é representativo do valor obtido para o aglomerado. Contudo, para as bandas V e I , o impacto da metalicidade sobre a massa final é desprezível, estando compreendido pela incerteza sobre este parâmetro.

Nas últimas três linhas da Tabela 1 os valores de massa encontrados para o SL 2 são apresentados. Como valor final para cada conjunto de isócronas, tomamos a média entre as duas bandas. Observe que os valores de magnitude absoluta e massa são consistentes entre as isócronas MIST e PARSEC+COLIBRI.

5.2 Relação dos resultados com a Nuvens de Magalhães e com outros aglomerados da lacuna de idades

Por décadas, o único aglomerado conhecido na lacuna de idades era o ESO 121-03 (primeira vez caracterizado em Mateo et al., 1986). Nos últimos anos, porém, novos objetos têm sido descobertos nesta faixa de idades, em parte, graças ao advento de levantamentos observacionais na região das NMs (e.g., Colaboração DES, 2005; Gatto et al., 2024a, VISCACHA I).

Na Seção 4.3, mencionamos os aglomerados NGC 1997 e o DES 001SC04, caracterizados por Pieres et al. (2016), que obtiveram valores de idades entre 4 e 4,5 Ga, o que os posicionariam como membros da lacuna. No presente trabalho, porém, valores $\lesssim 4$ Ga foram obtidos para os dois aglomerados. Desta forma, não os consideraremos parte da lacuna de idades.

Gatto et al. (2022), por sua vez, ao caracterizar o aglomerado KMHK 1762, encontraram uma idade de 5,5 Ga. Em um trabalho subsequente, Gatto et al. (2024b) descobriram dois novos candidatos a aglomerados com idades entre 5,5 $\sim$ 6,5 Ga (designados YMCA

53 e 61), levando os autores a sugerirem que o limite inferior da lacuna de idades seria ainda mais velho, da ordem de ~ 6 Ga.

Entre aglomerados “genuínos” da lacuna de idades, com idades maiores que este valor, além do ESO 121-03, um novo objeto foi descoberto por Piatti (2022), que determinou que o aglomerado KMHK 1592 possuía uma idade $(8,0 \pm 0,5)$ Ga. Na Tabela 2 são mostrados os parâmetros astrofísicos determinados para os aglomerados mencionados anteriormente.

O SL 2 é, portanto, o sexto aglomerado descoberto na lacuna de idades da GNM e o terceiro mais velho que ~ 6 Ga. Nesta seção, colocaremos os resultados obtidos anteriormente em perspectiva com os parâmetros dos outros aglomerados da lacuna, bem como com o de populações estelares (i.e., aglomerados e estrelas de campo) das NMs.

Tabela 2 – Parâmetros astrofísicos de outros aglomerados da lacuna de idades. No caso do ESO 121-03, consideramos o valor da determinação mais recente, feita por Milone et al. (2023) com dados do HST. Neste trabalho os autores determinam as incertezas apenas para aglomerados específicos, de modo que adotamos os erros obtidos para o aglomerado Kron 1, que possuía a idade mais próxima do ESO 121-03, entre os analisados.

Aglomerado	Idade (Ga)	[Fe/H]	Distância (kpc)	Parâmetro de extinção	Referência
KMHK 1762	$5,50 \pm 1,90$	$-0,91^a$	$52,97^{+5,85}_{-7,07}$	$E(B - V) = 0,09^{+0,06}_{-0,05}$	Gatto et al. (2022)
YMCA 53	$5,62 \pm 2,59$	b	$49,9^c$	d	Gatto et al. (2024b)
YMCA 61	$6,31 \pm 2,90$	b	$49,9^c$	d	Gatto et al. (2024b)
KMHK 1592	$8,0 \pm 0,5$	$-1,0 \pm 0,2$	$49,9^c$	$E(B - V) = 0,042 \pm 0,010^e$	Piatti (2022)
ESO 121-03	$6,90 \pm 0,45$	$-0,80 \pm 0,15$	$46,56 \pm 2,14$	$E(B - V) = 0,05 \pm 0,02$	Milone et al. (2023)

^a Admitido da determinação espectroscópica de Olszewski et al. (1991).

^b Não especificado pelos autores, mas presumido a partir da RIM obtida por Parisi et al. (2015); Piatti & Geisler (2012).

^c Admitido como a distância do centro da GNM De Grijs et al. (2014).

^d Não especificado pelos autores, mas presumido a partir dos mapas de excesso de cor de Piatti (2012a).

^e Admitido da estimativa de De Grijs et al. (2014) para estrelas do AV.

5.2.1 Posição na galáxia

A Figura 69 mostra as coordenadas e distâncias do SL 2 e dos demais aglomerados da lacuna de idades. É interessante perceber que todos os objetos da lacuna foram descobertos nas regiões periféricas da GNM. O fenômeno pode ser resultado de um viés observacional: como os aglomerados da lacuna são mais velhos, sua sequência principal (região mais populosa do DCM) é menos brilhante, além disso, como discutiremos mais tarde, estes aglomerados são tipicamente menos massivos. A combinação destes fatores pode tornar os objetos da lacuna mais difíceis de se diferenciar das estrelas de campo, dificultando sua descoberta nas regiões mais centrais, onde sua concentração é maior.

De toda forma, é interessante notar que o SL 2 é o primeiro aglomerado descoberto na região sul da galáxia (com declinação $< -65,5^\circ$), estando na conexão da PM com a GNM. Mais do que isso, é possível que ele seja também o primeiro aglomerado da lacuna encontrado na região leste (ascensão reta $< 5,5^h$), considerando que os objetos YMCA 53 e YMCA 61 foram classificados como candidatos à aglomerados (Gatto et al., 2024b).

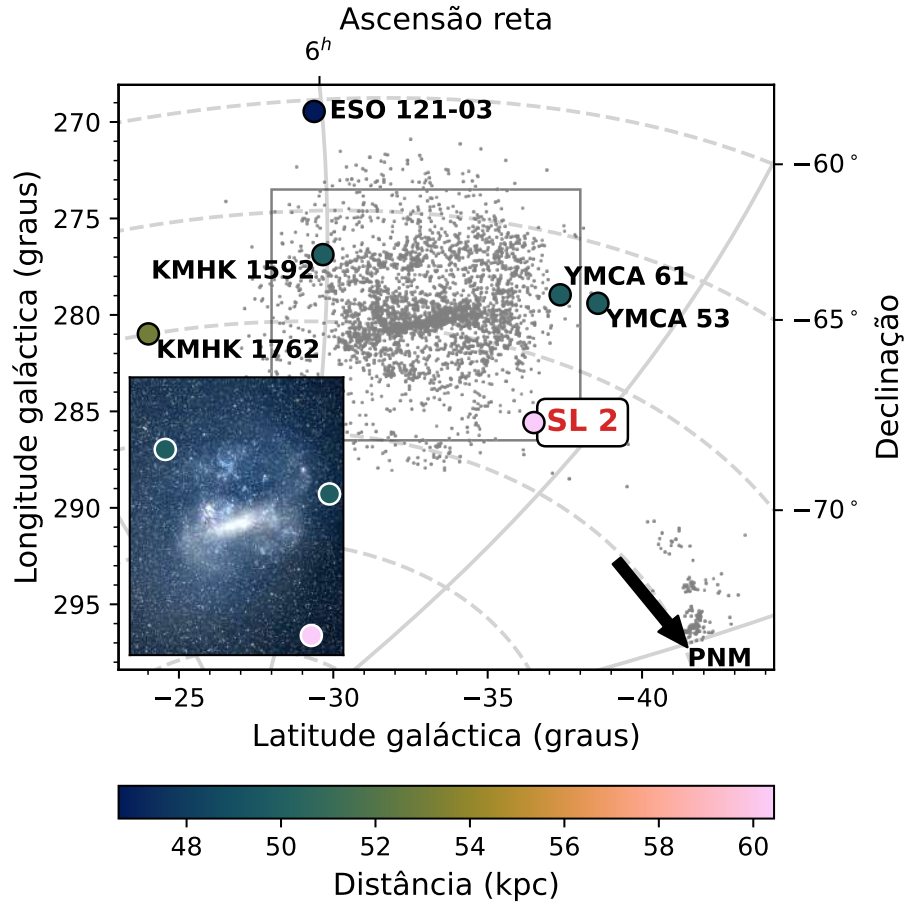


Figura 69 – O painel externo mostra a posição dos aglomerados da lacuna de idades como círculos coloridos cujas cores indicam a sua distância heliocêntrica (conforme as Tabelas 1 e 2). Os pontos cinza indicam posições de outros aglomerados das NMs, catalogados em Bica et al. (2008). A direção da PNM é indicada pela seta preta. O painel interno mostra a mesma imagem composta no óptico da GNM exibida na Figura 16 (crédito: Alex Mellinger; Mellinger, 2009).

Anteriormente, havíamos destacado o valor alto para a distância heliocêntrica do SL 2. Observamos que ela também é a maior entre os demais membros da lacuna de idades. Na Figura 70 exibimos uma projeção lateral dos aglomerados analisados no Capítulo 4 (a mesma usada nas Figuras 45 e 46) incluindo a posição encontrada para o SL 2.

É possível ver que o aglomerado é o objeto mais ao sudoeste entre todos os analisados nesta tese. Adicionalmente, ele acompanha a tendência de aumento do valor absoluto da distância ao plano da galáxia ($|z_p|$) no sentido de afastamento, em relação ao Sol ($z_p < 0$). Assim, o valor obtido para a distância heliocêntrica do SL 2 é consistente com o empenamento observado no sudoeste da galáxia.

5.2.2 Relação idade-metalicidade

Na Figura 71 exibimos a RIM dos aglomerados da lacuna de idades, baseado na determinação feita para o SL 2 (Tabela 1) e na compilação apresentada na Tabela 2. Os

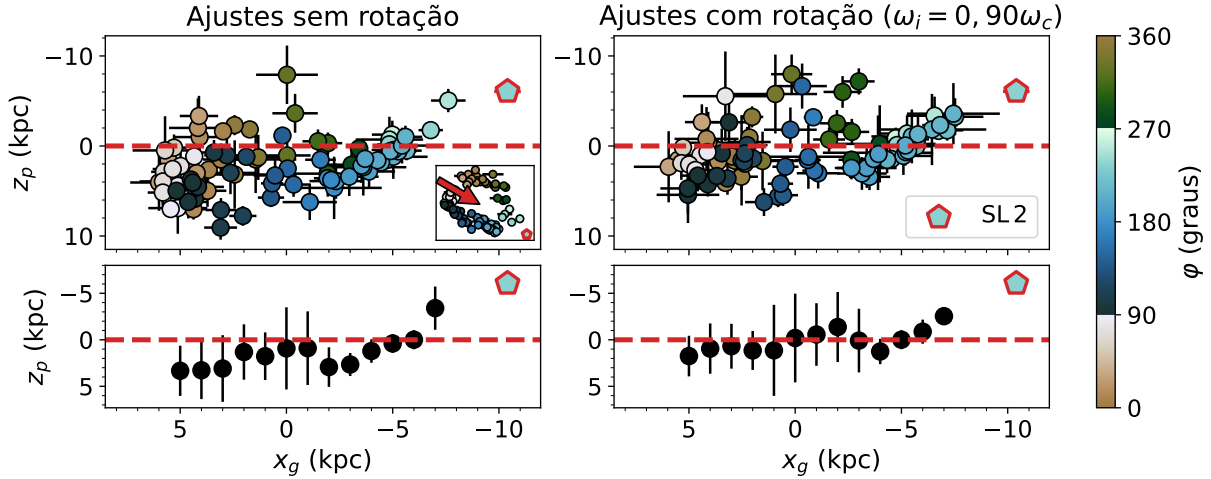


Figura 70 – Figura idêntica à 46, incluindo os resultados para o SL 2. Em todos os painéis, a posição deste aglomerado em específico corresponde à distância obtida isócronas PARSEC+COLIBRI sem incluir rotação.

valores são comparados com estrelas de campo da GNM, bem como com aglomerados de diferentes partes do SM (referências indicadas na legenda da figura).

Observamos que o SL 2 possui uma metalicidade compatível com a dos outros da lacuna com idade semelhante, i.e., KMHK 1592 e ESO121-03. Além disso, a RIM de todos os aglomerados da lacuna é consistente com a determinação de Piatti & Geisler (2012), para estrelas de campo da GNM. Por outro lado, notamos que, neste intervalo de idades, a RIM dos aglomerados da PNM e PM também têm comportamento parecido com a das estrelas de campo e dos aglomerados da lacuna de idades da GNM.

Em relação ao modelo de Pagel & Tautvaisiene (1998), com formação estelar em picos, vemos que, embora os resultados obtidos para o SL 2 com isócronas MIST concordem com a relação teórica, os resultados com isócronas PARSEC+COLIBRI, para os demais aglomerados da lacuna e para estrelas de campo têm, em geral, metalicidades menores que a prevista. Isto indica que a relação superestima o enriquecimento químico da galáxia durante o período da lacuna, embora reproduza bem as observações para idades menores que 4 Ga (Figuras 51 e 52).

5.2.3 Relação idade-massa

Por fim, na Figura 72 exibimos a relação idade-massa de aglomerados de estrelas na GNM, PNM e PM, incluindo a determinação para o SL 2. Em primeiro lugar, é preciso ressaltar que os valores apresentados tratam-se de uma compilação heterogênea das massas e idades (cuja referência estão na legenda da figura). Portanto, há uma variação dos limites fotométricos alcançados por trabalhos diferentes, o que explica haver mais objetos com massas $\lesssim 10^{3.5} \mathcal{M}_{\odot}$ nos dados reunidos para a PNM e PM do que para a GNM.

Adicionalmente, como mencionado no início desta seção, pela própria dinâmica da

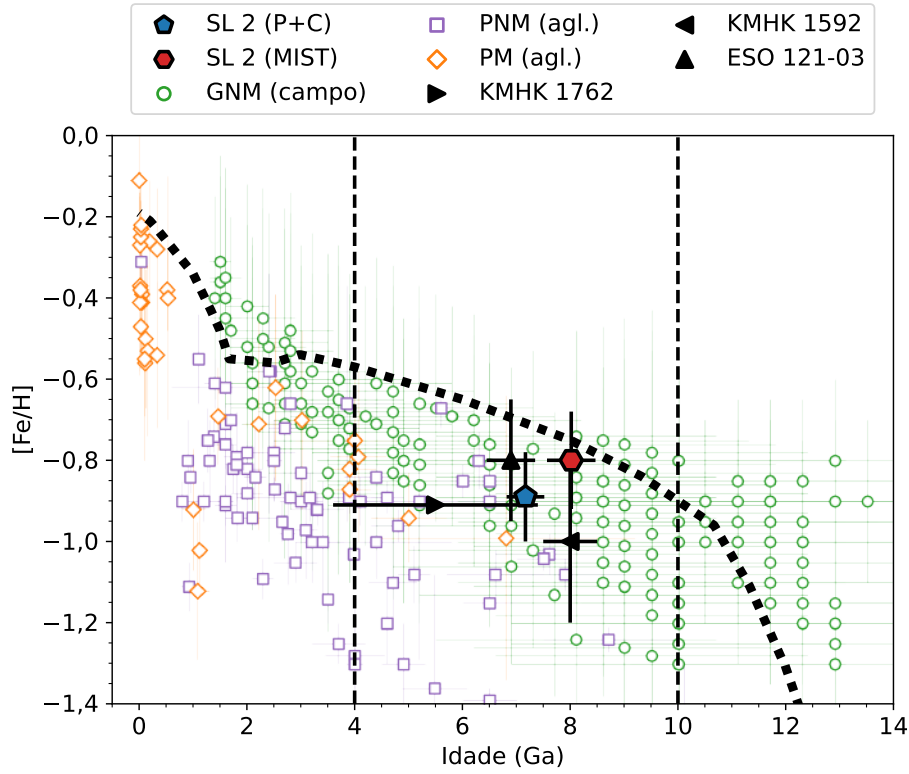


Figura 71 – Relação idade-metalicidade dos aglomerados da lacuna de idades, especificados de acordo com os símbolos. Para o SL 2, são mostrados os resultados com isócronas PARSEC+COLIBRI (pentágono azul) e MIST (hexágono vermelho). São exibidos também as idades e metalicidades de estrelas de campo em diferentes regiões da GNM (determinadas por Piatti & Geisler, 2012, círculos verdes), bem como de aglomerados de estrelas na PNM (baseado na compilação feita em VISCACHA V e referências listadas neste trabalho, adicionada dos resultados de VISCACHA VIII; quadrados roxos) e na PM (determinadas em VISCACHA VII; losangos laranjas). As linhas tracejadas mostram os limites da lacuna de idades, em 4 e 10 Ga e a linha pontilhada, a RIM modelada por Pagel & Tautvaisiene (1998) para a GNM com formação estelar em picos.

evolução estelar, objetos mais velhos tornam-se sistematicamente mais difíceis de detectar, em comparação à objetos mais jovens de massa similar. Tal dificuldade é acentuada conforme a massa dos aglomerados diminui. Isto introduz um viés observacional que deve ser considerado.

De toda forma, chama a atenção que, na GNM, para idades entre $1 \sim 4$ Ga e $\gtrsim 10$ Ga, isto é, próximas à fronteira da lacuna de idades, há um número considerável de aglomerados com massas acima de $10^4 \mathcal{M}_{\odot}$. Por outro lado, a massa do SL 2 aparece abaixo deste valor. Embora haja uma escassez de determinações de massa para aglomerados da lacuna de idades, considerando os tamanhos destes aglomerados (visualmente determinados em Bica et al., 2008), bem como seu número de estrelas, é plausível afirmar que suas massas são da ordem ou menores que as do SL 2, embora isso careça de confirmação formal.

Isto indica que, na GNM, aglomerados com idades no intervalo da lacuna teriam

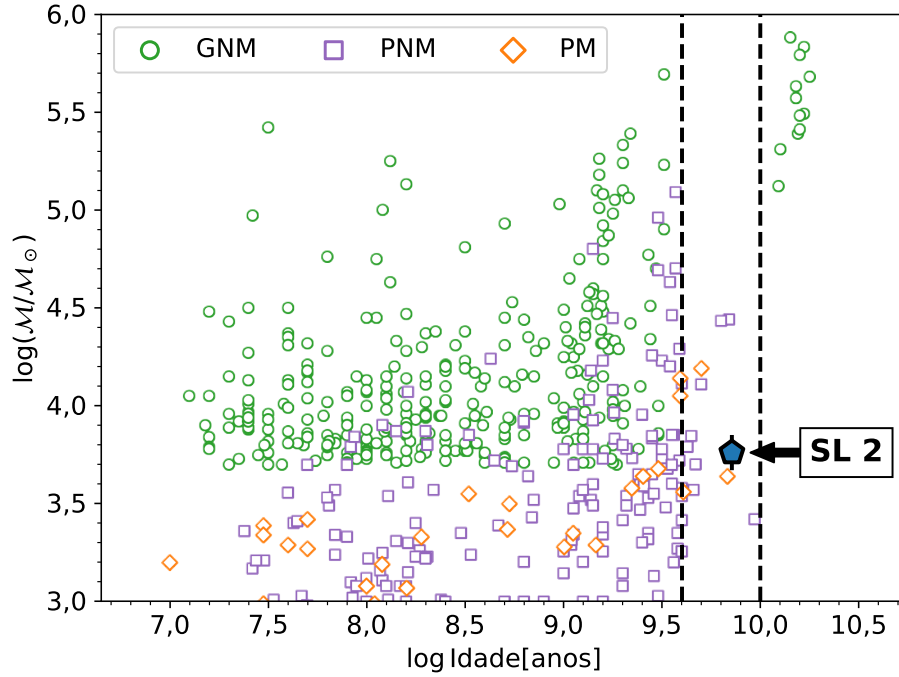


Figura 72 – Relação massa-idade para aglomerados do SM. Os círculos verdes indicam objetos da GNM (baseado na compilação de Baumgardt et al., 2013, e demais referências neste trabalho), os quadrados roxos referem-se a aglomerados na PNM (compilação feita em VISCACHA V; e demais referências apresentadas no trabalho) e os losangos laranja correspondem à PM (valores determinados em VISCACHA VII). Valores para o SL 2 aparecem como o pentágono azul, com a idade dada pela determinação com isócronas PARSEC+COLIBRI. Assim como na Figura 71, as linhas pontilhadas indicam os limites da lacuna de idades, em 4 e 10 Ga.

massas tipicamente mais baixas. De fato, tal comportamento estaria de acordo com Balbinot et al. (2010), que argumentam que, como a lacuna de idades não está presente em estrelas de campo (e.g., Carrera et al., 2008; Harris & Zaritsky, 2009; Piatti & Geisler, 2012, ver também Figura 14), este aspecto da distribuição das idades de aglomerados da GNM deveria ser menos pronunciado para objetos menos massivos. Vale destacar, ainda, que as massas do SL 2 e, possivelmente, dos outros membros da lacuna de idades é consistente com a de outros aglomerados com $\gtrsim 4$ Ga na PNM.

5.3 Discussão sobre a origem dos aglomerados da lacuna de idades

Na Seção 1.3 apresentamos o modelo de Bekki & Chiba (2005); Bekki et al. (2004) para a origem da lacuna de idades, no qual a GNM estava em uma fase quiescente, de baixa formação estelar, durante o período correspondente à lacuna. Reportamos também a compatibilidade deste cenário com estudos com estrelas de campo (Carrera et al., 2008; Harris & Zaritsky, 2009; Massana et al., 2022; Piatti & Geisler, 2012; Weisz et al., 2013).

Por outro lado, Bekki & Chiba (2005) apresentam dois outros cenários que poderiam

explicar a origem da lacuna. O primeiro, é o de que os aglomerados da lacuna teriam sido, em sua maioria, removidos da galáxia, por interações de maré. Para tal, os autores argumentam que seria necessário que estes objetos se formassem preferencialmente na periferia da GNM, região na qual as forças de maré (induzidas, por exemplo, pela VL ou pela PNM) são mais intensas, em relação ao potencial gravitacional da própria galáxia.

O segundo cenário é o de que os aglomerados da lacuna foram preferencialmente destruídos pelos campos gravitacionais externos (da GNM ou da PNM e VL) e se transformado em estrelas de campo. Para tal, os autores argumentam que seria necessário que os aglomerados da lacuna tivessem se formado com massas e densidades tipicamente menores que a de outros aglomerados na galáxia. De fato, como mostram os modelos de perda de massa de Lamers et al. (2010), aglomerados menos massivos tendem se dissolver proporcionalmente mais rápido.

Bekki & Chiba (2005) julgam que os cenários apresentados anteriormente são improváveis, devido a falta de modelos que indiquem uma formação preferencial na periferia da galáxia ou de aglomerados de baixa massa. Assim, o cenário de baixa formação estelar, resultando em poucos aglomerados, é favorecido.

É interessante destacar, contudo, que, há evidências observacionais para os dois cenários anteriores. Como mostra a Figura 69, todos os aglomerados da lacuna descobertos foram encontrados na periferia da galáxia. Além disso, como vemos na Figura 72, a massa do SL 2 é, de fato, menor que a de outros aglomerados da GNM com idades próximas aos limites da lacuna.

Ainda assim, seria necessário investigar estes fenômenos mais a fundo: a presença de aglomerados da lacuna na periferia da GNM pode ser resultado de um viés observacional, que favorece encontrar estes objetos em regiões de campo menos denso. Levantamentos observacionais com fotometria profunda em toda a GNM (como, potencialmente, feitos no telescópio Espacial Nancy Roman ou no Observatório Vera C. Rubin Akeson et al., 2019; Ivezić et al., 2019, respectivamente) podem levar à descoberta de novos objetos em regiões mais centrais da galáxia, o que contestaria o primeiro cenário. Além disso, são necessários estudos mais sistemáticos da massa e dissolução dos aglomerados da lacuna para avaliar a viabilidade do segundo cenário.

Em outra direção, Piatti (2022) discute as origens dos aglomerados da lacuna de idades em dois cenários: o primeiro, de formação na própria GNM (cenário de formação interna ou *in situ*) e o segundo, de formação externa, seja em uma galáxia anã que se fundiu com a GNM ou na própria PNM, de forma que os aglomerados teriam sido capturados pela GNM por interações de maré (cenário de formação externa ou *ex situ*). Os autores favorecem o segundo cenário, indicando as simulações orbitais das NMs de Carpintero et al. (2013), nas quais, a depender da excentricidade da órbita, é possível que, $\sim 15\%$ dos aglomerados da PNM seriam expelidos da galáxia e capturados pela GNM.

Este cenário é usado para explicar, também, a ausência de aglomerados da PNM com idades $\gtrsim 7$ Ga e implicaria que parte da população de aglomerados da GNM, em particular na mesma faixa de idades, teriam origem na Pequena Nuvem. Como mostra a Figura 71, a RIM não permite desambiguar estes cenários, já que comportamentos similares são apresentados pela GNM, PNM e PM no intervalo de idades da lacuna. É possível que estudos com espectroscopia de alta resolução, para a determinação de abundâncias químicas sejam mais frutíferos em diferenciar os cenários de formação interna e externa (e.g., Mucciarelli et al., 2021; Muñoz et al., 2023).

Por outro lado, da Figura 72, notamos que há uma consistência na massa do SL 2 com a de outros aglomerados da GNM. No entanto, como mencionado anteriormente isto poderia ser explicado por uma combinação de formação com massa menor, durante o período quiescente da GNM, e, conseqüentemente, maior perda de massa.

Finalmente, Piatti (2022) argumenta que o cenário de formação *in situ* tornaria-se mais provável caso uma população significativa de aglomerados com idades entre 6 ~ 10 Ga fossem descobertos na lacuna. Neste sentido, a descoberta do SL 2 é um passo nesta direção. No entanto, como buscamos evidenciar ao longo desta seção, estudos mais profundos e sistemáticos dos aglomerados da lacuna de idades seriam necessários para se definir qual o cenário mais provável para a origem destes objetos.

6 Conclusões e perspectivas

Neste trabalho, buscamos analisar as idades, metalicidades e distâncias de aglomerados periféricos da GNM observados pelo levantamento VISCACHA. Com tais parâmetros investigamos sua distribuição espacial, RIM e a presença de novos objetos na lacuna de idades da galáxia.

A análise consistiu em utilizar dados fotométricos nas bandas V e I obtidos e processados pelo levantamento entre 2015 e 2021. Então, os DCMs dos aglomerados foram descontaminados da presença de estrelas de campo usando o método fotométrico de Maia et al. (2010). Por fim, parâmetros astrofísicos foram obtidos a partir da comparação estatística entre as cores e magnitudes das estrelas membro com isócronas, vindas de modelos de evolução estelar.

Para tal, desenvolvemos o código **SIESTA**, que opera baseado na comparação das observações com dados sintéticos construídos sobre as isócronas para gerar uma distribuição mais realística das estrelas, emulando a função de massa inicial, a presença de binárias, a função de luminosidade observada e os erros fotométricos. Os DCMs sintéticos são comparados com as cores e magnitudes das estrelas CMMC em uma abordagem Bayesiana para determinar a probabilidade de cada parâmetro.

O código foi disponibilizado publicamente, podendo ser utilizado com outros conjuntos de dados, em diferentes casos científicos. Um artigo científico com sua descrição e validação também foi publicado em VISCACHA XI.

Com essa ferramenta, analisamos aglomerados 86 objetos em toda a periferia da Grande Nuvem (Figura 16), fornecendo a primeira determinação da idade, metalicidade e distância para 55, 56 e 65 deles, respectivamente.

Destacamos que este número expande consideravelmente a amostra de aglomerados para os quais determinações desse tipo foram feitas pela colaboração VISCACHA, especialmente na GNM. Entre VISCACHA I, VISCACHA III, VISCACHA IV, VISCACHA V, VISCACHA VII, VISCACHA VIII e VISCACHA IX ajustes de isócronas haviam sido realizados para 81 aglomerados, com apenas cinco deles pertencendo à Grande Nuvem.

Adicionalmente, um dos aglomerados estudados, o SL2 foi identificado como membro da lacuna de idades e, portanto, analisado separadamente dos demais. Esta descoberta foi publicada em VISCACHA XII.

Para os 85 aglomerados restantes, foram usadas isócronas PARSEC+COLIBRI (Bressan et al., 2012; Marigo et al., 2013; Marigo et al., 2017) para a sua caracterização. Como 85% deles possuíam idades $\lesssim 2,5$ Ga (Figura 34), foram feitos ajustes usando

isócronas sem rotação e, também, incluindo o fenômeno ($\omega_i = 0,90\omega_c$). Isto pois, para esta faixa de idades, o efeito do PSSPe é prevalente em aglomerados nas NMs (Milone et al., 2009, 2023) e a rotação estelar é uma das explicações possíveis para ele (Bastian & de Mink, 2009; Brandt & Huang, 2015; D’Antona et al., 2015; D’Antona et al., 2017; Georgy et al., 2019; Yang et al., 2013).

As distâncias dos aglomerados revelam uma estrutura complexa para a periferia da GNM, hora se aproximando e hora se afastando do plano da galáxia a depender do seu ângulo azimutal (ver Figuras 43, 44 e 46). A ondulação e subsequente empenamento do sudoeste da galáxia vistos em Choi et al. (2018a); Olsen & Salyk (2002); Saroon & Subramanian (2022) com estrelas do AV também são encontrados nos aglomerados. Por outro lado, o empenamento da região nordeste, identificado em Saroon & Subramanian (2022) não é visto, possivelmente por estar encontrado em regiões ainda mais externas aos nossos dados.

A posição angular dos aglomerados coincide também com uma estrutura anelar caracterizada pelo excesso de densidade de estrelas na galáxia, identificadas por Choi et al. (2018b, ver Figura 49). A combinação de excessos de densidade e distorções em relação ao plano galáctico pode ser produzida em resposta aos encontros próximos entre as Nuvens nos últimos $1 \sim 2$ Ga (Besla et al., 2012; Diaz & Bekki, 2012), em particular o mais recente, há $150 \sim 250$ Ma (Choi et al., 2022; Zivick et al., 2018), em analogia às simulações de Gómez et al. (2013, 2016a,b); Purcell et al. (2011), para a VL.

Já a RIM dos aglomerados é, aproximadamente, homogênea ao longo da periferia da GNM e também consistente com as regiões mais centrais (Figuras 51 e 52). Uma diferença significativa é uma redução de $\sim 0,4$ dex na metalicidade dos aglomerados $\lesssim 1$ Ga presente apenas na região norte da galáxia.

As simulações de Besla et al. (2012); Diaz & Bekki (2012) nos cenários ligado e de primeira aproximação, respectivamente, preveem que, nos encontros próximos entre as NMs, a GNM pode ter acretao material mais pobre em metais da PNM. Em particular, no modelo 2 de Besla et al. (2012), um encontro próximo (separação mínima da ordem de 6 kpc) ocorre há ~ 1 Ga o que coincide com a época do pico de queda de densidade observado neste trabalho.

Em relação à distribuição das idades dos aglomerados, a região norte apresenta a maior dispersão, contendo tanto os objetos mais velhos e mais jovens da amostra analisada (excluindo o SL2; Figura 61). Para as demais regiões, há uma tendência de redução na dispersão das idades dos aglomerados e aumento no seu valor médio, no sentido leste-sul-oeste. Os aglomerados mais jovens também estão, tendencialmente mais distantes do plano da galáxia (Figuras 58 e 60).

O histórico de interações entre as NMs influencia a formação estelar nas galáxias há,

pelo menos, cerca de $\sim 3,5$ Ga (Massana et al., 2022; Weisz et al., 2013). Sabemos, ainda, que tal influência não atuou de modo homogêneo em toda a GNM (Ruiz-Lara et al., 2020). Assim, o comportamento revelado pelos aglomerados é consequência das interações entre as galáxias que não só distorceram a estrutura da periferia da GNM, como condicionaram a formação estelar em diferentes regiões.

As tendências descritas anteriormente estão presente nos modelos que incluem, ou não, rotação, de modo que é improvável que elas sejam artefatos da influência do PSSPe sobre o ajuste de isócronas. Em geral, a inclusão de rotação apenas atenua os efeitos observados.

Em relação ao SL 2, o aglomerado foi analisado com isócronas PARSEC+COLIBRI e MIST (Choi et al., 2016), revelando idades de $(7,17 \pm 0,35)$ Ga e $(8,02 \pm 0,45)$ Ga. Desta forma, o SL 2 é o sexto aglomerado descoberto na lacuna de idades (considerando os resultados apresentados em Gatto et al., 2022, 2024b; Mateo et al., 1986; Piatti, 2022) e o primeiro na região sul da GNM.

Sua massa, de $10^{3,76 \pm 0,09} \mathcal{M}_{\odot}$, é consideravelmente menor que a de outros aglomerados com idades próximas aos limites da lacuna (Figura 72), já sua metalicidade é consistente com a de outros aglomerados de idade similar da GNM (Figura 71).

Já sua posição está na conexão entre a PM e a Grande Nuvem. Entre os aglomerados analisados nesta tese, ele está situado mais ao sudoeste. Como mostra a Figura 70 ele acompanha a tendência de aumento da distância ao plano da GNM presente em outros aglomerados desta região, traçando o empenamento do disco da galáxia.

Em termos de perspectivas, a análise executada neste trabalho pode ser expandida a novos aglomerados na periferia da galáxia, o que é útil para confirmar as tendências observadas. Em particular, seria interessante aumentar o número de objetos analisados na região oeste da galáxia, pois, como visto na Figura 43, ela possui, proporcionalmente, menos objetos observados que as demais regiões da periferia da GNM. Há, também, um pequeno intervalo na região nordeste sem aglomerados observados e processados pelo levantamento VISCACHA.

É possível, também, explorar regiões mais centrais da galáxia, de modo a avaliar a conexão da estrutura e evolução observada na periferia com o corpo principal da GNM.

Neste sentido, estudos sistemáticos de aglomerados de estrelas na GNM serão beneficiados por futuros levantamentos observacionais com fotometria profunda realizados, por exemplo no telescópio Espacial Nancy Roman ou no Observatório Vera C. Rubin (Akeson et al., 2019; Ivezić et al., 2019). As metodologias aplicadas no presente trabalho, em particular de descontaminação e caracterização do DCM dos aglomerados, podem ser facilmente aplicadas à estes novos conjuntos de dados.

Adicionalmente, estudos espectroscópicos dos aglomerados podem ser feitos para

determinar sua metalicidade e velocidade radial (como já feito pela colaboração VISCACHA para a PNM, por exemplo, em VISCACHA III, VISCACHA IV, VISCACHA IX). As metalicidades espectroscópicas são úteis para se validar ou condicionar os ajustes com DCMs sintéticos. Já as velocidades permitem estudar a dinâmica das estruturas observadas na periferia da GNM.

Os resultados obtidos na presente tese para os aglomerados permitem, também, a realização de estudos mais aprofundados destes objetos. Por exemplo, eles podem ser usados para determinar a massa dos aglomerados, como feito para o SL 2 na Seção 5.1. Caso uma análise de completeza esteja disponível, é possível, também, determinar a função de massa presente dos objetos que pode ser comparada com a FMI para se analisar efeitos de dissolução dinâmica (e.g., Hußmann et al., 2012; Stolte et al., 2006, VISCACHA I). Após uma análise estrutural, é possível, ainda, se avaliar parâmetros dinâmicos importantes dos aglomerados como suas escalas tempo de relaxação e dissolução (e.g., Angelo et al., 2023; Santos Jr et al., 2020).

Referências

- Abbe C., 1867, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. 27, p. 257, 27, 257 Citado na página 18.
- Afonso G. B., 2006, *Scientific American Brasil*, 14, 46 Citado na página 16.
- Akeson R., et al., 2019, arXiv:1902.05569 Citado 2 vezes nas páginas 143 e 147.
- Angelo M. S., Santos J. F. C., Corradi W. J. B., Maia F. F. S., 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 624, A8 Citado na página 47.
- Angelo M., Santos Jr J., Maia F., Corradi W., 2023, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 522, 956 Citado 2 vezes nas páginas 30 e 148.
- Armandroff T., Da Costa G., 1991, *Astronomical Journal* (ISSN 0004-6256), vol. 101, April 1991, p. 1329-1337., 101, 1329 Citado na página 31.
- Asa'd R. S., Hanson M., 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 419, 2116 Citado 3 vezes nas páginas 92, 179 e 180.
- Balbinot E., Santiago B. X., Kerber L. d. O., Barbuy B., Dias B. M. d. S., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 404, 1625 Citado na página 142.
- Barker H., Paust N. E., 2018, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 130, 034204 Citado na página 223.
- Bastian N., de Mink S. E., 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398, L11 Citado 3 vezes nas páginas 78, 84 e 146.
- Bastian N., Covey K. R., Meyer M. R., 2010, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48, 339 Citado na página 53.
- Baumgardt H., Hilker M., 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 478, 1520 Citado na página 26.
- Baumgardt H., Parmentier G., Anders P., Grebel E. K., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 430, 676 Citado na página 142.
- Bekki K., Chiba M., 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 356, 680 Citado 3 vezes nas páginas 37, 142 e 143.
- Bekki K., Couch W. J., Beasley M. A., Forbes D. A., Chiba M., Da Costa G. S., 2004, *The Astrophysical Journal*, 610, L93 Citado 2 vezes nas páginas 37 e 142.

- Belokurov V., et al., 2007, *The Astrophysical Journal*, 658, 337 Citado na página 25.
- Bergreen L., 2003, *Over the Edge of the World: Magellan's Terrifying Circumnavigation of the Globe*. HarperCollins Publishers Inc. Citado na página 18.
- Bertelli G., Nasi E., Girardi L., Chiosi C., Zoccali M., Gallart C., 2003, *The Astronomical Journal*, 125, 770 Citado na página 52.
- Besla G., Kallivayalil N., Hernquist L., Robertson B., Cox T., van der Marel R. P., Alcock C., 2007, *The Astrophysical Journal*, 668, 949 Citado na página 21.
- Besla G., Kallivayalil N., Hernquist L., van der Marel R. P., Cox T., Kereš D., 2010, *The Astrophysical Journal Letters*, 721, L97 Citado 2 vezes nas páginas 21 e 32.
- Besla G., Kallivayalil N., Hernquist L., van der Marel R. P., Cox T., Kereš D., 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 421, 2109 Citado 9 vezes nas páginas 21, 22, 23, 25, 35, 36, 113, 128 e 146.
- Besla G., Martínez-Delgado D., van der Marel R. P., Beletsky Y., Seibert M., Schlafly E. F., Grebel E. K., Neyer F., 2016, *The Astrophysical Journal*, 825, 20 Citado 3 vezes nas páginas 110, 111 e 113.
- Bica E., Geisler D., Dottori H., Clariá J. J., Piatti A. E., Santos Jr J. F., 1998, *The Astronomical Journal*, 116, 723 Citado 5 vezes nas páginas 37, 91, 94, 178 e 180.
- Bica E., Bonatto C., Dutra C. M., Santos Jr J. F., 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 389, 678 Citado 6 vezes nas páginas 42, 100, 114, 118, 139 e 141.
- Bica E., et al., 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 517, L41 (VISCACHA V) Citado 7 vezes nas páginas 32, 47, 90, 135, 141, 142 e 145.
- Bonatto C., 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 2758 Citado 2 vezes nas páginas 52 e 56.
- Bonatto C., Bica E., 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 377, 1301 Citado na página 52.
- Brandt T. D., Huang C. X., 2015, *The Astrophysical Journal*, 807, 25 Citado 3 vezes nas páginas 78, 84 e 146.
- Bressan A., Marigo P., Girardi L., Salasnich B., Dal Cero C., Rubele S., Nanni A., 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427, 127 Citado 8 vezes nas páginas 29, 72, 82, 115, 116, 145, 181 e 205.
- Brown A. G., et al., 2021, *Astronomy & Astrophysics*, 649, A1 Citado 3 vezes nas páginas 23, 36 e 45.

- Cantat-Gaudin T., et al., 2018, *Astronomy & Astrophysics*, 618, A93 Citado na página 47.
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *Astrophysical Journal*, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 345, Oct. 1, 1989, p. 245-256., 345, 245 Citado 4 vezes nas páginas 72, 82, 93 e 206.
- Carpintero D. D., Gómez F. A., Piatti A. E., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 435, L63 Citado na página 143.
- Carraro G., Chiosi C., 1994, *Astronomy and Astrophysics*, Vol. 287, p. 761-768 (1994), 287, 761 Citado na página 76.
- Carrera R., Gallart C., Hardy E., Aparicio A., Zinn R., 2008, *The Astronomical Journal*, 135, 836 Citado 8 vezes nas páginas 38, 39, 107, 114, 120, 127, 128 e 142.
- Carrera R., Gallart C., Aparicio A., Hardy E., 2011, *The Astronomical Journal*, 142, 61 Citado na página 107.
- Cartwright A., Whitworth A. P., 2004, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 348, 589 Citado na página 32.
- Castander F. J., 1998, *Astrophysics and Space Science*, 263, 91 Citado na página 25.
- Chen Y., Girardi L., Bressan A., Marigo P., Barbieri M., Kong X., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 444, 2525 Citado 2 vezes nas páginas 72 e 82.
- Chen Y., Bressan A., Girardi L., Marigo P., Kong X., Lanza A., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 452, 1068 Citado 2 vezes nas páginas 72 e 82.
- Choi J., Dotter A., Conroy C., Cantiello M., Paxton B., Johnson B. D., 2016, *The Astrophysical Journal*, 823, 102 Citado 5 vezes nas páginas 29, 77, 134, 147 e 223.
- Choi Y., et al., 2018a, *The Astrophysical Journal*, 866, 90 Citado 18 vezes nas páginas 34, 35, 36, 76, 96, 97, 98, 101, 103, 104, 105, 106, 107, 110, 146, 200, 202 e 203.
- Choi Y., et al., 2018b, *The Astrophysical Journal*, 869, 125 Citado 3 vezes nas páginas 110, 111 e 146.
- Choi Y., Olsen K. A., Besla G., Van Der Marel R. P., Zivick P., Kallivayalil N., Nidever D. L., 2022, *The Astrophysical Journal*, 927, 153 Citado 3 vezes nas páginas 23, 111 e 146.
- Choudhury S., Subramaniam A., Cole A. A., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 455, 1855 Citado na página 118.

- Choudhury S., et al., 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 507, 4752
Citado na página 118.
- Cioni M.-R., 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 506, 1137 Citado 2 vezes nas páginas 118 e 128.
- Cioni M.-R., et al., 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 527, A116 Citado na página 25.
- Clemens J. C., Crain J. A., Anderson R., 2004, in *Ground-based Instrumentation for Astronomy*. pp 331–340 Citado na página 31.
- Colaboração DES 2005, arXiv e-prints, pp astro-ph/0510346 Citado 3 vezes nas páginas 108, 137 e 181.
- Conroy C., Naidu R. P., Garavito-Camargo N., Besla G., Zaritsky D., Bonaca A., Johnson B. D., 2021, *Nature*, 592, 534 Citado na página 25.
- Cordoni G., Milone A. P., Marino A. F., Di Criscienzo M., D’Antona F., Dotter A., Lagioia E., Tailo M., 2018, *The Astrophysical Journal*, 869, 139 Citado na página 84.
- Correnti M., Goudfrooij P., Bellini A., Kalirai J. S., Puzia T. H., 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 467, 3628 Citado 2 vezes nas páginas 30 e 84.
- D’Antona F., Di Criscienzo M., Decressin T., Milone A., Vesperini E., Ventura P., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 453, 2637 Citado 6 vezes nas páginas 30, 78, 84, 127, 146 e 220.
- D’Onghia E., Fox A. J., 2016, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54, 363
Citado na página 25.
- Da Costa G., Hatzidimitriou D., 1998, *The Astronomical Journal*, 115, 1934 Citado na página 31.
- Dallessandro E., Lapenna E., Mucciarelli A., Origlia L., Ferraro F. R., Lanzoni B., 2016, *The Astrophysical Journal*, 829, 77 Citado 4 vezes nas páginas 205, 216, 217 e 219.
- Davies R. L., et al., 1997, in *Optical telescopes of today and tomorrow*. pp 1099–1106
Citado na página 31.
- De Bortoli B., Parisi M., Bassino L., Geisler D., Dias B., Gimeno G., Angelo M., Mauro F., 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 664, A168 Citado 2 vezes nas páginas 205 e 219.
- De Grijs R., Wicker J. E., Bono G., 2014, *The Astronomical Journal*, 147, 122 Citado 5 vezes nas páginas 18, 83, 96, 135 e 138.
- De Vaucouleurs G., 1955, *Astronomical Journal*, Vol. 60, p. 126, 60, 126 Citado na página 110.

- Dennefeld M., 2020, arXiv:2009.04973 Citado na página 17.
- Di Teodoro E. M., et al., 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 392 Citado na página 19.
- Dias B., Parisi M. C., 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 642, A197 Citado na página 94.
- Dias B., et al., 2019, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 14, 89 Citado na página 26.
- Dias B., et al., 2021, *Astronomy & Astrophysics*, 647, L9 (VISCACHA III) Citado 5 vezes nas páginas 32, 47, 94, 145 e 148.
- Dias B., et al., 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 512, 4334 (VISCACHA IV) Citado 11 vezes nas páginas 32, 47, 94, 145, 148, 171, 204, 205, 206, 218 e 220.
- Diaz J., Bekki K., 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 413, 2015 Citado 2 vezes nas páginas 22 e 24.
- Diaz J. D., Bekki K., 2012, *The Astrophysical Journal*, 750, 36 Citado 7 vezes nas páginas 22, 23, 24, 32, 112, 128 e 146.
- Diolaiti E., Bendinelli O., Bonaccini D., Close L. M., Currie D. G., Parmeggiani G., 2000, in *Adaptive Optical Systems Technology*. pp 879–888 Citado na página 45.
- Donada J., et al., 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 675, A89 Citado 8 vezes nas páginas 55, 73, 74, 83, 86, 87, 210 e 213.
- Dotter A., 2016, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 222, 8 Citado 2 vezes nas páginas 29 e 223.
- Dotter A., Chaboyer B., Jevremović D., Kostov V., Baron E., Ferguson J. W., 2008, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 178, 89 Citado 4 vezes nas páginas 40, 116, 178 e 181.
- Dupree A., et al., 2017, *The Astrophysical Journal Letters*, 846, L1 Citado na página 220.
- Dutra C. M., Bica E., Clariá J., Piatti A. E., 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 305, 373 Citado na página 26.
- D’Antona F., Milone A. P., Tailo M., Ventura P., Vesperini E., Di Criscienzo M., 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0186 Citado 4 vezes nas páginas 78, 84, 146 e 220.
- Ebrahimi H., Sollima A., Haghi H., Baumgardt H., Hilker M., 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 494, 4226 Citado na página 57.

- Erkal D., et al., 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 487, 2685
Citado na página 25.
- Feast M. W., Abedigamba O. P., Whitelock P. A., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 408, L76 Citado na página 118.
- Ferreira, Bernardo P. L. et al., 2025, *Astronomy & Astrophysics*, 695, L9 (VISCACHA XII Citado 3 vezes nas páginas 80, 131 e 145.
- Ferreira F. A., Santos Jr J., Corradi W., Maia F., Angelo M., 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 5508 Citado na página 52.
- Ferreira B. P. L., et al., 2024, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 533, 4210 (VISCACHA XI Citado 5 vezes nas páginas 52, 76, 116, 145 e 204.
- Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J., 2013, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125, 306 Citado 3 vezes nas páginas 66, 67 e 71.
- Gallart C., Freedman W. L., Aparicio A., Bertelli G., Chiosi C., 1999, *The Astronomical Journal*, 118, 2245 Citado na página 52.
- Garavito-Camargo N., Besla G., Laporte C. F., Johnston K. V., Gómez F. A., Watkins L. L., 2019, *The Astrophysical Journal*, 884, 51 Citado na página 25.
- Gardin J. F., et al., 2024, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 532, 1683 (VISCACHA X) Citado 3 vezes nas páginas 33, 56 e 132.
- Gardiner L. T., Noguchi M., 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 278, 191 Citado 3 vezes nas páginas 20, 21 e 32.
- Gardiner L., Sawa T., Fujimoto M., 1994, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 266, 567 Citado na página 20.
- Gatto M., et al., 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 507, 3312 Citado na página 30.
- Gatto M., et al., 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 664, L12 Citado 3 vezes nas páginas 137, 138 e 147.
- Gatto M., et al., 2024a, *Astronomy & Astrophysics*, 690, A164 Citado 3 vezes nas páginas 25, 137 e 181.
- Gatto M., et al., 2024b, *Astronomy & Astrophysics*, 690, A164 Citado 6 vezes nas páginas 137, 138, 147, 178, 179 e 181.
- Geisler D., Bica E., Dottori H., Claria J. J., Piatti A. E., Santos Jr. J. F. C., 1997, *The Astronomical Journal*, 114, 1920 Citado 4 vezes nas páginas 91, 178, 179 e 180.

- Georgy C., et al., 2019, *Astronomy & Astrophysics*, 622, A66 Citado 3 vezes nas páginas 78, 84 e 146.
- Girardi L., 2016, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 54, 95 Citado 2 vezes nas páginas 33 e 107.
- Girardi L., Bertelli G., Bressan A., Chiosi C., Groenewegen M., Marigo P., Salasnich B., Weiss A., 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 391, 195 Citado 2 vezes nas páginas 178 e 180.
- Glatt K., et al., 2008, *The Astronomical Journal*, 135, 1106 Citado na página 26.
- Gómez F. A., Minchev I., O'Shea B. W., Beers T. C., Bullock J. S., Purcell C. W., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 429, 159 Citado 4 vezes nas páginas 35, 112, 113 e 146.
- Gómez F. A., Besla G., Carpintero D. D., Villalobos Á., O'Shea B. W., Bell E. F., 2015, *The Astrophysical Journal*, 802, 128 Citado na página 25.
- Gómez F. A., White S. D., Marinacci F., Slater C. T., Grand R. J., Springel V., Pakmor R., 2016a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 456, 2779 Citado 2 vezes nas páginas 113 e 146.
- Gómez F. A., White S. D., Grand R. J., Marinacci F., Springel V., Pakmor R., 2016b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465, 3446 Citado 4 vezes nas páginas 35, 112, 113 e 146.
- Gontcharov G. A., Mosenkov A. V., Khovritchev M. Y., 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 483, 4949 Citado 2 vezes nas páginas 29 e 223.
- Gontcharov G. A., Khovritchev M. Y., Mosenkov A. V., 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 497, 3674 Citado 2 vezes nas páginas 29 e 223.
- Gontcharov G. A., et al., 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 508, 2688 Citado 2 vezes nas páginas 30 e 223.
- Gontcharov G. A., et al., 2023a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 518, 3036 Citado 2 vezes nas páginas 30 e 223.
- Gontcharov G. A., et al., 2023b, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 526, 5628 Citado 2 vezes nas páginas 30 e 223.
- Gontcharov G., et al., 2024, *Research in Astronomy and Astrophysics* Citado 2 vezes nas páginas 30 e 223.

- Goodman J., Weare J., 2010, *Communications in applied mathematics and computational science*, 5, 65 Citado 2 vezes nas páginas 66 e 68.
- Goudfrooij P., Puzia T. H., Kozhurina-Platais V., Chandar R., 2009, *The Astronomical Journal*, 137, 4988 Citado na página 78.
- Goudfrooij P., Puzia T. H., Kozhurina-Platais V., Chandar R., 2011a, *The Astrophysical Journal*, 737, 3 Citado na página 78.
- Goudfrooij P., Puzia T. H., Chandar R., Kozhurina-Platais V., 2011b, *The Astrophysical Journal*, 737, 4 Citado na página 78.
- Grocholski A. J., Cole A. A., Sarajedini A., Geisler D., Smith V. V., 2006, *The Astronomical Journal*, 132, 1630 Citado 5 vezes nas páginas 31, 94, 178, 179 e 180.
- Grocholski A. J., Sarajedini A., Olsen K. A., Tiede G. P., Mancone C. L., 2007, *The Astronomical Journal*, 134, 680 Citado 6 vezes nas páginas 93, 94, 95, 178, 179 e 180.
- Harris W. E., 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 296 Citado na página 206.
- Harris J., Zaritsky D., 2009, *The Astronomical Journal*, 138, 1243 Citado 4 vezes nas páginas 38, 39, 114 e 142.
- Herschel John Frederick William S., 1847, *Results of astronomical observations made during the years 1834, 5, 6, 7, 8, at the Cape of Good Hope; being the completion of a telescopic survey of the whole surface of the visible heavens, commenced in 1825*. Smith, Elder and Co. Citado na página 18.
- Hess R., 1924, *Probleme der Astronomie: Festschrift für Hugo v. Seeliger dem Forscher und Lehrer zum Fünfundsiebzigsten Geburtstage*, pp 265–275 Citado na página 62.
- Hidalgo S. L., et al., 2018, *The Astrophysical Journal*, 856, 125 Citado na página 28.
- Hilker M., 1999, arXiv preprint astro-ph/9911387 Citado na página 115.
- Hindman J., Kerr F., McGee R., 1963, *Australian Journal of Physics*, 16, 570 Citado na página 19.
- Hodge P., Flower P., 1987, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 99, 734 Citado 2 vezes nas páginas 178 e 180.
- Hogg D. W., Foreman-Mackey D., 2018, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 236, 11 Citado 2 vezes nas páginas 66 e 68.
- Hogg D. W., Bovy J., Lang D., 2010, arXiv preprint arXiv:1008.4686 Citado na página 66.

- Hußmann B., Stolte A., Brandner W., Gennaro M., Liermann A., 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 540, A57 Citado 2 vezes nas páginas 30 e 148.
- Ivezić Ž., et al., 2019, *The Astrophysical Journal*, 873, 111 Citado 2 vezes nas páginas 143 e 147.
- Janes K., Phelps R., 1994, *The Astronomical Journal* (ISSN 0004-6256), vol. 108, no. 5, p. 1773-1785, 108, 1773 Citado na página 76.
- Jensen J., Mould J., Reid N., 1988, *Astrophysical Journal Supplement Series* (ISSN 0067-0049), vol. 67, May 1988, p. 77-83., 67, 77 Citado na página 37.
- Jones J. H., 1987, *Astronomical Journal*, 94, 345 Citado 4 vezes nas páginas 89, 90, 179 e 180.
- Just A., Piskunov A. E., Klos J. H., Kovaleva D. A., Polyachenko E. V., 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 672, A187 Citado na página 26.
- Kallivayalil N., van der Marel R. P., Alcock C., Axelrod T., Cook K. H., Drake A., Geha M., 2006a, *The Astrophysical Journal*, 638, 772 Citado na página 21.
- Kallivayalil N., van der Marel R. P., Alcock C., 2006b, *The Astrophysical Journal*, 652, 1213 Citado na página 21.
- Kallivayalil N., Van der Marel R. P., Besla G., Anderson J., Alcock C., 2013, *The Astrophysical Journal*, 764, 161 Citado 3 vezes nas páginas 19, 23 e 24.
- Kerber L. d. O., Santiago B. X., Castro R., Valls-Gabaud D., 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 390, 121 Citado 2 vezes nas páginas 52 e 55.
- Kerber L. d. O., Santiago B. X., Brocato E., 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 462, 139 Citado 3 vezes nas páginas 37, 52 e 60.
- Kharchenko N., Piskunov A., Schilbach E., Röser S., Scholz R.-D., 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 558, A53 Citado na página 26.
- Kim J. H., Peirani S., Kim S., Ann H. B., An S.-H., Yoon S.-J., 2014, *The Astrophysical Journal*, 789, 90 Citado na página 36.
- King I., 1962, *The Astronomical Journal*, 67, 471 Citado 2 vezes nas páginas 132 e 133.
- Kippenhahn R., Weigert A., Weiss A., 1990, *Stellar structure and evolution*. Vol. 192, Springer Citado na página 29.
- Kroupa P., 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 322, 231 Citado 10 vezes nas páginas 15, 53, 54, 56, 57, 137, 191, 192, 193 e 195.

- Kruijssen J. D., 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 507, 1409 Citado na página 57.
- Krumholz M. R., McKee C. F., Bland-Hawthorn J., 2019, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57, 227 Citado na página 26.
- Lada C. J., Lada E. A., 2003, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41, 57 Citado na página 38.
- Lamers H. J., Baumgardt H., Gieles M., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 409, 305 Citado na página 143.
- Leavitt H. S., Pickering E. C., 1912, *Harvard College Observatory Circular*, vol. 173, pp. 1-3, 173, 1 Citado na página 18.
- Leigh N. W., Geller A. M., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 432, 2474 Citado na página 55.
- Leitherer C., et al., 1999, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 123, 3 Citado na página 180.
- Livanou E., Dapergolas A., Kontizas M., Nordström B., Kontizas E., Andersen J., Dirsch B., Karampelas A., 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 554, A16 Citado 3 vezes nas páginas 94, 178 e 180.
- Lu L., Savage B. D., Sembach K. R., Wakker B. P., Sargent W. L., Oosterloo T. A., 1998, *The Astronomical Journal*, 115, 162 Citado na página 20.
- Lynga G., Westerlund B. E., 1963, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 127, 31 Citado na página 131.
- Mackey A., Gilmore G., 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 338, 85 Citado na página 37.
- Mackey A., Koposov S. E., Erkal D., Belokurov V., Da Costa G. S., Gómez F. A., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 459, 239 Citado 3 vezes nas páginas 23, 110 e 111.
- Mackey D., Koposov S., Da Costa G., Belokurov V., Erkal D., Kuzma P., 2018, *The Astrophysical Journal Letters*, 858, L21 Citado na página 110.
- Maia F. F. S., Corradi W. J. B., Santos J. F. C. J., 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 407, 1875 Citado 3 vezes nas páginas 47, 145 e 205.
- Maia F., Piatti A. E., Santos Jr J. F., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 437, 2005 Citado 3 vezes nas páginas 30, 135 e 137.

- Maia F., Moraux E., Joncour I., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 458, 3027 Citado na página 131.
- Maia F. F., et al., 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484, 5702 (VISCACHA I) Citado 18 vezes nas páginas 26, 31, 32, 43, 44, 45, 46, 47, 56, 57, 91, 132, 137, 145, 148, 178, 179 e 181.
- Marigo P., Girardi L., Bressan A., Groenewegen M. A., Silva L., Granato G. L., 2008, *Astronomy & Astrophysics*, 482, 883 Citado 2 vezes nas páginas 180 e 181.
- Marigo P., Bressan A., Nanni A., Girardi L., Pumo M. L., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 434, 488 Citado 7 vezes nas páginas 29, 72, 82, 116, 145, 181 e 205.
- Marigo P., et al., 2017, *The Astrophysical Journal*, 835, 77 Citado 8 vezes nas páginas 29, 40, 72, 82, 116, 145, 181 e 205.
- Marino A. F., Przybilla N., Milone A. P., Da Costa G., D'Antona F., Dotter A., Dupree A., 2018, *The Astronomical Journal*, 156, 116 Citado 2 vezes nas páginas 84 e 220.
- Markatou M., Basu A., Lindsay B., 1997, *Journal of Statistical Planning and Inference*, 57, 215 Citado na página 76.
- Massana P., et al., 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 513, L40 Citado 5 vezes nas páginas 38, 128, 129, 142 e 147.
- Mateo M., Hodge P., 1986, *Astrophysical Journal Supplement Series* (ISSN 0067-0049), vol. 60, April 1986, p. 893-937., 60, 893 Citado 2 vezes nas páginas 179 e 180.
- Mateo M., Hodge P., 1987, *Astrophysical Journal*, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 320, Sept. 15, 1987, p. 626-652., 320, 626 Citado 2 vezes nas páginas 178 e 180.
- Mateo M., Hodge P., Schommer R. A., 1986, *The Astrophysical Journal*, 311, 113 Citado 2 vezes nas páginas 137 e 147.
- Mathewson D. S., Cleary M. N., Murray J. D., 1974, *The Astrophysical Journal*, 190, 291 Citado 2 vezes nas páginas 19 e 20.
- Matteucci F., 2012, *Chemical evolution of galaxies*. Springer Citado na página 39.
- Meibom S., et al., 2011, *The Astrophysical Journal Letters*, 733, L9 Citado na página 84.
- Mellinger A., 2009, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 121, 1180 Citado 6 vezes nas páginas 42, 88, 117, 120, 126 e 139.

- Meschin I., Gallart C., Aparicio A., Hidalgo S. L., Monelli M., Stetson P. B., Carrera R., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 438, 1067 Citado 3 vezes nas páginas 39, 120 e 128.
- Milone A., Bedin L., Piotto G., Anderson J., 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 497, 755 Citado 3 vezes nas páginas 77, 83 e 146.
- Milone A. P., et al., 2017, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 465, 4363 Citado na página 127.
- Milone A. P., et al., 2023, *Astronomy and Astrophysics*, 672, A161 Citado 23 vezes nas páginas 77, 83, 115, 116, 119, 120, 126, 127, 138, 146, 204, 205, 206, 207, 208, 209, 211, 212, 213, 218, 219, 220 e 222.
- Morton T. D., 2015, *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1503.010 Citado na página 52.
- Mucciarelli A., Massari D., Minelli A., Romano D., Bellazzini M., Ferraro F., Matteucci F., Origlia L., 2021, *Nature Astronomy*, 5, 1247 Citado na página 144.
- Muñoz C., et al., 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 680, A79 Citado 2 vezes nas páginas 118 e 144.
- Murai T., Fujimoto M., 1980, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 32 Citado na página 20.
- Narloch W., et al., 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 666, A80 Citado 12 vezes nas páginas 39, 40, 94, 108, 115, 116, 119, 120, 126, 127, 178 e 181.
- Nayak P., Subramaniam A., Choudhury S., Indu G., Sagar R., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 463, 1446 Citado 5 vezes nas páginas 92, 93, 178, 179 e 180.
- Nguyen C. T., et al., 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 665, A126 Citado 3 vezes nas páginas 77, 78 e 84.
- Nicklas H. E., Seifert W., Boehnhardt H., Kieseewetter-Koebinger S., Rupprecht G., 1997, in *Optical Telescopes of Today and Tomorrow*. pp 1222–1230 Citado na página 180.
- Nidever D. L., Majewski S. R., Burton W. B., Nigra L., 2010, *The Astrophysical Journal*, 723, 1618 Citado na página 20.
- Nidever D. L., et al., 2017, *The Astronomical Journal*, 154, 199 Citado 6 vezes nas páginas 25, 34, 104, 110, 128 e 129.

- O'Donnell J. E., 1994, *Astrophysical Journal*, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 422, no. 1, p. 158-163, 422, 158 Citado 4 vezes nas páginas 72, 82, 93 e 206.
- O'hagan A., Leonard T., 1976, *Biometrika*, 63, 201 Citado na página 72.
- Oliveira R., et al., 2023, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 524, 2244 (VISCACHA VII) Citado 15 vezes nas páginas 33, 40, 47, 116, 127, 135, 141, 142, 145, 171, 204, 205, 206, 219 e 220.
- Olsen K., Salyk C., 2002, *The Astronomical Journal*, 124, 2045 Citado 6 vezes nas páginas 33, 34, 35, 106, 110 e 146.
- Olszewski E. W., Schommer R. A., Suntzeff N. B., Harris H. C., 1991, *Astronomical Journal* (ISSN 0004-6256), vol. 101, Feb. 1991, p. 515-537, 761, 762., 101, 515 Citado 7 vezes nas páginas 37, 94, 95, 138, 178, 179 e 180.
- Ortolani S., Bica E., Barbuy B., 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 437, 531 Citado na página 52.
- Paczynski B., 1970, *Acta Astronomica*, Vol. 20, p. 47, 20, 47 Citado na página 180.
- Pagel B., 2009, *Nucleosynthesis and Chemical evolution of galaxies*. Cambridge University Press Citado na página 39.
- Pagel B. E. J., Tautvaisiene G., 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 299, 535 Citado 9 vezes nas páginas 39, 114, 115, 116, 117, 122, 127, 140 e 141.
- Palacios A., Charbonnel C., Talon S., Siess L., 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 453, 261 Citado na página 77.
- Pardy S. A., D'Onghia E., Athanassoula E., Wilcots E. M., Sheth K., 2016, *The Astrophysical Journal*, 827, 149 Citado na página 113.
- Parisi M., Grocholski A., Geisler D., Sarajedini A., Clariá J., 2009, *The Astronomical Journal*, 138, 517 Citado na página 31.
- Parisi M. C., Geisler D., Clariá J. J., Villanova S., Marcionni N., Sarajedini A., Grocholski A., 2015, *The Astronomical Journal*, 149, 154 Citado 3 vezes nas páginas 138, 205 e 219.
- Parisi M., et al., 2024, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 527, 10632 (VISCACHA IX) Citado 9 vezes nas páginas 32, 33, 40, 47, 94, 116, 127, 145 e 148.
- Pastorelli G., et al., 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 485, 5666 Citado 2 vezes nas páginas 72 e 82.

- Pastorelli G., et al., 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 498, 3283
Citado 2 vezes nas páginas 72 e 82.
- Peñarrubia J., Gómez F. A., Besla G., Erkal D., Ma Y.-Z., 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 456, L54 Citado na página 25.
- Perren G. I., Vazquez R. A., Piatti A. E., 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 576, A6
Citado 3 vezes nas páginas 52, 55 e 60.
- Perren G. I., Piatti A. E., Vazquez R. A., 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 602, A89
Citado 15 vezes nas páginas 39, 60, 89, 90, 108, 115, 116, 119, 120, 126, 127, 178, 179, 181 e 210.
- Petersen M. S., Penarrubia J., 2021, *Nature Astronomy*, 5, 251 Citado na página 25.
- Piatti A. E., 2011, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 418, L40
Citado 3 vezes nas páginas 91, 178 e 180.
- Piatti A. E., 2012a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 422, 1109 Citado na página 138.
- Piatti A. E., 2012b, *Astronomy & Astrophysics*, 540, A58 Citado 3 vezes nas páginas 91, 179 e 180.
- Piatti A. E., 2022, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 511, L72
Citado 4 vezes nas páginas 138, 143, 144 e 147.
- Piatti A. E., Bastian N., 2016a, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 463, 1632 Citado 3 vezes nas páginas 78, 84 e 181.
- Piatti A. E., Bastian N., 2016b, *Astronomy & Astrophysics*, 590, A50 Citado na página 179.
- Piatti A. E., Geisler D., 2012, *The Astronomical Journal*, 145, 17 Citado 9 vezes nas páginas 38, 39, 107, 114, 120, 138, 140, 141 e 142.
- Piatti A. E., Geisler D., Bica E., Clariá J. J., 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 343, 851 Citado na página 37.
- Piatti A. E., Geisler D., Sarajedini A., Gallart C., 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 501, 585 Citado 5 vezes nas páginas 89, 90, 91, 179 e 180.
- Piatti A. E., Cole A. A., Emptage B., 2018, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 473, 105 Citado 2 vezes nas páginas 178 e 181.
- Pieres A., et al., 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 461, 519 Citado 11 vezes nas páginas 89, 90, 107, 108, 109, 115, 116, 137, 178, 179 e 181.

- Pietrzyński G., et al., 2019, *Nature*, 567, 200 Citado na página 96.
- Pigafetta A., 1524, *Relazione del primo viaggio intorno al mondo* Citado 2 vezes nas páginas 17 e 18.
- Povick J. T., et al., 2024, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 533, 3685 Citado na página 120.
- Prusti T., et al., 2016, *Astronomy & astrophysics*, 595, A1 Citado 6 vezes nas páginas 19, 23, 25, 36, 45 e 104.
- Purcell C. W., Bullock J. S., Tollerud E. J., Rocha M., Chakrabarti S., 2011, *Nature*, 477, 301 Citado 3 vezes nas páginas 112, 113 e 146.
- Putman M., et al., 1998, *Nature*, 394, 752 Citado na página 20.
- Ripepi V., et al., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 442, 1897 Citado na página 25.
- Robinson E., von Hippel T., Stein N., Stenning D., Wagner-Kaiser R., Si S., van Dyk D., 2016, *Astrophysics Source Code Library*, pp ascl–1608 Citado na página 52.
- Rodríguez M. J., et al., 2023, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 519, 3357 (VISCACHA VI) Citado na página 32.
- Rosenfield P., Marigo P., Girardi L., Dalcanton J. J., Bressan A., Williams B. F., Dolphin A., 2016, *The Astrophysical Journal*, 822, 73 Citado 2 vezes nas páginas 72 e 82.
- Rosenfield P., et al., 2017, *The Astrophysical Journal*, 841, 69 Citado na página 30.
- Rubele S., et al., 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 537, A106 Citado na página 39.
- Ruiz-Lara T., et al., 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 639, L3 Citado 3 vezes nas páginas 128, 129 e 147.
- Salaris M., Weiss A., Percival S. M., 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 414, 163 Citado na página 76.
- Santos Jr J. F., Frogel J. A., 1997, *The Astrophysical Journal*, 479, 764 Citado na página 193.
- Santos Jr J. F., et al., 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 498, 205 (VISCACHA II) Citado 5 vezes nas páginas 30, 32, 132, 135 e 148.
- Saroon S., Subramanian S., 2022, *Astronomy and Astrophysics*, 666, A103 Citado 15 vezes nas páginas 35, 36, 76, 96, 97, 98, 104, 105, 106, 107, 110, 146, 200, 202 e 203.

- Saroon S., et al., 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 677, A35 (VISCACHA VIII) Citado 16 vezes nas páginas 33, 39, 47, 52, 116, 127, 128, 141, 145, 171, 204, 205, 206, 218, 219 e 220.
- Schlaflly E. F., Finkbeiner D. P., 2011, *The Astrophysical Journal*, 737, 103 Citado na página 73.
- Schlegel D. J., Finkbeiner D. P., Davis M., 1998, *The Astrophysical Journal*, 500, 525 Citado 6 vezes nas páginas 73, 83, 87, 88, 91 e 93.
- Sekiguchi M., Fukugita M., 2000, *The Astronomical Journal*, 120, 1072 Citado na página 28.
- Shapley H., Lindsay E. M., 1963, *Irish Astronomical Journal*, 6, 74 Citado na página 131.
- Sharma S., Borissova J., 2024, *The European Physical Journal Special Topics*, 233, 2877 Citado na página 76.
- Sharma S., Borissova J., Kurtev R., Ivanov V., Geisler D., 2010, *The Astronomical Journal*, 139, 878 Citado na página 76.
- Skrutskie M., et al., 2006, *The Astronomical Journal*, 131, 1163 Citado na página 45.
- Sokal A., 1997, *Monte Carlo Methods in Statistical Mechanics: Foundations and New Algorithms*. Springer US, pp 131–192 Citado na página 68.
- Song Y.-Y., Mateo M., Bailey III J. I., Walker M. G., Roederer I. U., Olszewski E. W., Reiter M., Kremin A., 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 504, 4160 Citado 4 vezes nas páginas 205, 213, 218 e 219.
- Souza S. O., Kerber L. O., Barbuy B., Pérez-Villegas A., Oliveira R. A., Nardiello D., 2020, *The Astrophysical Journal*, 890, 38 Citado 2 vezes nas páginas 52 e 205.
- Spagna A., et al., 2006, *MEMORIE-SOCIETA ASTRONOMICA ITALIANA*, 77, 1166 Citado na página 45.
- Stetson P. B., 2000, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 112, 925 Citado na página 45.
- Stolte A., Brandner W., Brandl B., Zinnecker H., 2006, *The Astronomical Journal*, 132, 253 Citado 2 vezes nas páginas 30 e 148.
- Subramanian S., Subramaniam A., 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 552, A144 Citado na página 35.

- Tang J., Bressan A., Rosenfield P., Slemmer A., Marigo P., Girardi L., Bianchi L., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 445, 4287 Citado 2 vezes nas páginas 72 e 82.
- Tody D., 1986, in *Instrumentation in astronomy VI*. pp 733–748 Citado na página 45.
- Tokovinin A., Cantarutti R., Tighe R., Schurter P., Martinez M., Thomas S., van der Bliet N., 2016, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 128, 125003 Citado 2 vezes nas páginas 30 e 43.
- Tremmel M., et al., 2013, *The Astrophysical Journal*, 766, 19 Citado 5 vezes nas páginas 15, 64, 77, 195 e 197.
- Udalski A., et al., 2008, arXiv preprint arXiv:0807.3889 Citado na página 180.
- Van der Marel R. P., Kallivayalil N., 2013, *The Astrophysical Journal*, 781, 121 Citado 4 vezes nas páginas 18, 24, 96 e 110.
- VandenBerg D. A., Bell R. A., 1985, *Astrophysical Journal Supplement Series* (ISSN 0067-0049), vol. 58, Aug. 1985, p. 561-621., 58, 561 Citado na página 180.
- Vasiliev E., 2024, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 527, 437 Citado na página 25.
- Watkins L. L., van der Marel R. P., Bennet P., 2024, *The Astrophysical Journal*, 963, 84 Citado na página 25.
- Weisz D. R., Dolphin A. E., Skillman E. D., Holtzman J., Dalcanton J. J., Cole A. A., Neary K., 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 431, 364 Citado 4 vezes nas páginas 23, 38, 142 e 147.
- Werchan F., Zaritsky D., 2011, *The Astronomical Journal*, 142, 48 Citado na página 30.
- Westerlund B. E., 1997, *The Magellanic Clouds*. Cambridge University Press Citado 3 vezes nas páginas 17, 18 e 26.
- Woo J.-H., Gallart C., Demarque P., Yi S., Zoccali M., 2003, *The Astronomical Journal*, 125, 754 Citado na página 52.
- Yang W., Bi S., Meng X., Liu Z., 2013, *The Astrophysical Journal*, 776, 112 Citado 3 vezes nas páginas 78, 84 e 146.
- Yozin C., Bekki K., 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439, 1948 Citado na página 113.
- Zaritsky D., Harris J., Thompson I. B., Grebel E. K., Massey P., 2002, *The Astronomical Journal*, 123, 855 Citado 3 vezes nas páginas 25, 39 e 45.

- Zaritsky D., Harris J., Thompson I. B., Grebel E. K., 2004, *The Astronomical Journal*, 128, 1606 Citado 3 vezes nas páginas 25, 39 e 45.
- Zivick P., et al., 2018, *The Astrophysical Journal*, 864, 55 Citado 3 vezes nas páginas 23, 111 e 146.
- de Souza Angelo M., Francisco Coelho dos Santos Jr. J., Barbosa Corradi W. J., Ferreira de Souza Maia F., Piatti A. E., 2017, *Research in Astronomy and Astrophysics*, 17, 4 Citado na página 47.
- de los Reyes M., 2023, *Physics*, 16, 152 Citado na página 17.
- van den Bergh S., 1991, *Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X)*, vol. 369, March 1, 1991, p. 1-12., 369, 1 Citado na página 26.
- van der Marel R. P., 2001, *The Astronomical Journal*, 122, 1827 Citado 2 vezes nas páginas 96 e 110.

Apêndices

APÊNDICE A – Tabelas e Figuras

O presente Apêndice contém algumas tabelas e figuras com informações variadas referentes aos aglomerados analisados nesta tese. Especificamente, a Tabela 3 contém dados referente às observações feitas para os aglomerados, enquanto a Tabela 4 compila parâmetros sobre o processo de descontaminação aplicado aos objetos. Já as Tabela 5 e 6 contém os resultados obtidos neste trabalho utilizando o código **SIESTA** para modelos sem e com rotação, respectivamente. A Tabela 7, por sua vez, apresenta uma compilação de resultados da literatura para os mesmos aglomerados analisados anteriormente, com a Tabela 8 apresentando brevemente a metodologia empregada nesses trabalhos. Por fim, a Figura 73 mostra os DCMs descontaminados para os aglomerados analisados no Capítulo 4 sobrepostos aos modelos ajustados.

Tabela 3 – Coordenadas e parâmetros das observações dos aglomerados discutidos nesta tese. Os objetos estão ordenados de acordo com a sua ascensão reta. Os cinco primeiro objetos pertencem à PNM enquanto os demais estão na Grande Nuvem.

Objeto	Ascensão reta	Declinação	Data da observação (ano-mês-dia)	Massa de de ar	Banda	Tempo de exposição	Largura a meia altura
NGC 121	00h26m49,0s	−71°32′10″	2017-10-19	1,33	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 4 \times 200 \text{ s}$	0,56″
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 4 \times 300 \text{ s}$	0,45″
NGC 152	00h32m56,3s	−73°06′57″	2016-09-28	1,37	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 4 \times 200 \text{ s}$	0,71″
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 300 \text{ s}$	0,45″
L 91	01h12m51,6s	−73°07′07″	2019-10-05	1,37	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,70″
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,60″
L 113	01h49m30,3s	−73°43′40″	2016-11-05	1,47	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 5 \times 200 \text{ s}$	0,62″
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 6 \times 300 \text{ s}$	0,41″
L 114	01h50m19,3s	−74°21′21″	2016-11-05	1,43	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 4 \times 100 \text{ s}$	0,50″
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 6 \times 100 \text{ s}$	0,36″
SL 2	4h24m10,8s	−72°34′12″	2017-12-19	1,46	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,74″
					<i>I</i>	$3 \times 10 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,70″
KMHK 3	4h29m34,8s	−68°21′36″	2017-12-20	1,29	<i>V</i>	$1 \times 10 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,86″
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,63″
NGC 1629	4h29m34,8s	−71°50′24″	2017-12-20	1,41	<i>V</i>	$2 \times 10 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,94″
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,66″
KMHK 9	4h34m55,2s	−68°15′00″	2017-12-19	1,49	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,75″
					<i>I</i>	$2 \times 10 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,70″
HS 13	4h35m27,6s	−67°42′36″	2017-12-20	1,27	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,82″
					<i>I</i>	$1 \times 10 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,67″
LW 7	4h35m38,4s	−69°21′36″	2017-12-19	1,68	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,80″
					<i>I</i>	$2 \times 10 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,71″
KMHK 15	4h36m21,6s	−70°10′12″	2017-12-20	1,46	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,85″
					<i>I</i>	$2 \times 10 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,79″
LW 15	4h38m27,6s	−74°27′36″	2015-12-06	1,52	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,56″
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,63″
BSDL 1	4h39m39,6s	−70°44′24″	2017-12-19	1,39	<i>V</i>	$6 \times 20 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,75″
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,70″

SL 13	4h39m43,2s	-74°01'12"	2015-12-06	1,40	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,48"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,35"
LW 20	4h39m57,6s	-71°37'12"	2017-12-20	1,39	<i>V</i>	$10 \times 10 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,76"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,59"
SL 16	4h43m01,2s	-64°57'00"	2018-12-13	1,22	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,84"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,53"
SL 28	4h44m42s	-74°15'36"	2015-12-06	1,44	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,64"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,47"
SL 29	4h45m14,4s	-75°07'12"	2015-12-07	1,51	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,71"
					<i>I</i>	$3 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,43"
SL 36	4h46m08,4s	-74°53'24"	2015-12-07	1,42	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,59"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,44"
LW 62	4h46m19,2s	-74°09'36"	2015-12-07	1,42	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,54"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,38"
KMHK 92	4h47m34,8s	-64°39'00"	2018-12-13	1,26	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	1,00"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,62"
SL 53	4h49m55,2s	-75°37'48"	2016-01-10	1,44	<i>V</i>	$1 \times 30 \text{ s} + 1 \times 375 \text{ s}$	0,61"
					<i>I</i>	$1 \times 30 \text{ s} + 2 \times 560 \text{ s}$	0,45"
SL 61	4h50m45,6s	-75°31'48"	2016-01-10	1,58	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,69"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,64"
SL 74	4h52m01,2s	-74°51'00"	2016-01-11	1,41	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,57"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,43"
SL 80	4h52m22,8s	-74°53'24"	2016-01-11	1,43	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,68"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,61"
OHSC 1	4h52m44,4s	-75°16'48"	2016-01-11	1,55	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,57"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,42"
SL 84	4h52m48s	-75°04'12"	2016-01-12	1,42	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	1,02"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,91"
KMHK 228	4h52m55,2s	-74°01'12"	2016-01-12	1,41	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	1,35"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	1,09"
OHSC 2	4h53m09,6s	-74°40'48"	2016-01-12	1,53	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	1,13"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	1,13"
KMHK 243	4h54m50,4s	-64°55'12"	2018-12-13	1,37	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	1,48"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,90"
SL 118	4h55m33,6s	-74°40'48"	2016-01-13	1,41	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,84"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,66"
KMHK 343	4h55m51,6s	-75°06'36"	2016-11-04	1,48	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,75"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,63"
OHSC 3	4h56m34,8s	-75°14'24"	2016-12-03	1,47	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	1,03"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	1,19"
SL 126	4h57m21,6s	-62°32'24"	2016-11-30	1,52	<i>V</i>	$3 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	1,42"
					<i>I</i>	$7 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	1,47"
OHSC 4	4h59m13,2s	-75°07'48"	2016-12-03	1,62	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	1,32"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	1,24"
SL 192	5h02m27,6s	-74°51'36"	2016-11-30	1,42	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,83"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,93"
SL 238	5h07m22,8s	-64°25'48"	2021-11-09	1,24	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,71"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,66"
LW 141	5h07m33,6s	-74°38'24"	2016-12-02	1,48	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,83"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,83"
SL 258	5h08m34,8s	-64°54'36"	2020-11-14	1,28	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	1,47"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,90"
SL 295	5h10m12s	-75°32'24"	2016-12-03	1,43	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	1,03"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,81"
SL 275	5h10m15,6s	-64°55'12"	2020-11-14	1,22	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 4 \times 400 \text{ s}$	0,70"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,83"
SL 329	5h14m13,2s	-64°48'36"	2021-11-08	1,22	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,60"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,56"
LW 174	5h15m28,8s	-64°42'00"	2021-11-09	1,22	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,57"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,46"

SL 345	5h16m19,2s	-63°12'36"	2021-11-10	1,22	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,71"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,70"
H88-258	5h17m52,8s	-63°48'00"	2021-11-12	1,45	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,89"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,86"
SL 388	5h20m06s	-63°28'48"	2020-11-12	1,20	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,55"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,41"
LW 195	5h22m33,6s	-61°52'48"	2019-12-22	1,18	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,71"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,62"
DES001SC04	5h24m32,4s	-64°19'48"	2017-12-19	1,27	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,72"
					<i>I</i>	$2 \times 10 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,60"
NGC 1942	5h24m43,2s	-63°56'24"	2020-11-13	1,34	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,51"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,42"
NGC 1997	5h30m36s	-63°12'00"	2020-11-13	1,22	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,70"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,52"
LW 230	5h31m22,8s	-63°15'36"	2021-11-12	1,31	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,97"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,84"
H 4	5h32m24s	-64°44'24"	2016-12-01	1,57	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,85"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,87"
SL 576	5h33m14,4s	-74°22'12"	2016-11-30	1,51	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	1,21"
					<i>I</i>	$2 \times 5 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	1,08"
LW 261	5h39m10,8s	-64°08'24"	2021-11-12	1,25	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,90"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,82"
IC 2148	5h39m14,4s	-75°33'36"	2016-11-30	1,44	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,95"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	1,14"
SL 647	5h39m36s	-75°12'36"	2016-12-02	1,44	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	1,21"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	1,02"
BSDL 2860	5h43m08,4s	-63°43'48"	2021-11-12	1,21	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 4 \times 400 \text{ s}$	1,05"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,87"
SL 677	5h43m55,2s	-63°22'12"	2021-11-08	1,20	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,62"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,55"
SL 703	5h44m49,2s	-74°49'12"	2016-11-04	1,42	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,66"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,71"
SL 737	5h48m43,2s	-75°43'48"	2016-12-02	1,43	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,85"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,72"
NGC 2120	5h50m34,8s	-63°40'48"	2020-11-12	1,20	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,59"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 4 \times 600 \text{ s}$	0,48"
KMHK 1484	5h53m13,2s	-63°48'36"	2019-12-22	1,22	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,57"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,52"
SL 783	5h54m39,6s	-74°36'36"	2016-12-03	1,41	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,97"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,76"
SL 788	5h55m44,4s	-71°11'24"	2015-12-07	1,39	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,56"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,54"
IC 2161	5h57m25,2s	-75°08'24"	2016-12-02	1,47	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 2 \times 375 \text{ s}$	0,71"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 2 \times 560 \text{ s}$	0,63"
KMHK 1593	6h01m51,6s	-64°07'48"	2017-12-19	1,22	<i>V</i>	$2 \times 20 \text{ s} + 6 \times 400 \text{ s}$	0,81"
					<i>I</i>	$2 \times 20 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,55"
SL 828	6h02m13,2s	-74°11'24"	2016-12-01	1,41	<i>V</i>	$4 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	1,06"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	1,05"
SL 835	6h04m48s	-75°06'00"	2016-12-01	1,45	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 6 \times 375 \text{ s}$	1,33"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,88"
SL 866	6h14m31,2s	-65°58'48"	2019-12-22	1,30	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 400 \text{ s}$	0,62"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 600 \text{ s}$	0,55"
SL 882	6h19m04,8s	-72°23'24"	2015-02-12	1,39	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,88"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,69"
LW 458	6h19m12s	-67°30'00"	2015-02-12	1,46	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,86"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,64"
LW 460	6h19m15,6s	-71°43'48"	2015-02-13	1,34	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,66"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 2 \times 560 \text{ s}$	0,70"
LW 459	6h19m19,2s	-68°19'48"	2015-02-13	1,32	<i>V</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 375 \text{ s}$	0,89"
					<i>I</i>	$2 \times 30 \text{ s} + 3 \times 560 \text{ s}$	0,56"

LW 462	6h19m40,8s	$-72^{\circ}16'12''$	2015-02-13	1,51	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,85"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,63"
LW 463	6h19m48s	$-71^{\circ}18'36''$	2015-02-13	1,74	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,98"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,85"
KMHK 1732	6h19m48s	$-69^{\circ}47'24''$	2015-02-14	1,31	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,87"
					<i>I</i>	$4 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,69"
SL 883	6h19m55,2s	$-68^{\circ}15'00''$	2015-02-14	1,39	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,70"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,50"
KMHK 1739	6h21m03,6s	$-71^{\circ}02'24''$	2016-01-10	1,53	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,83"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,63"
SL 886	6h21m28,8s	$-69^{\circ}18'00''$	2016-01-11	1,48	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 1 \times 375\text{ s}$	0,58"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,46"
LW 469	6h21m36s	$-72^{\circ}47'24''$	2015-02-23	1,37	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	1,34"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,86"
LW 470	6h22m26,4s	$-72^{\circ}14'24''$	2016-01-12	1,54	<i>V</i>	$4 \times 30\text{ s} + 4 \times 375\text{ s}$	1,16"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,86"
NGC 2241	6h22m51,6s	$-68^{\circ}55'48''$	2015-02-14	1,64	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,95"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,68"
SL 890	6h23m02,4s	$-71^{\circ}41'24''$	2016-01-13	1,34	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,72"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,64"
LW 472	6h23m13,2s	$-68^{\circ}19'12''$	2016-01-13	1,31	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,85"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,67"
LW 475	6h23m24s	$-70^{\circ}33'00''$	2016-01-13	1,48	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,88"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,91"
OHSC 34	6h24m28,8s	$-66^{\circ}30'36''$	2019-12-22	1,39	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 400\text{ s}$	0,59"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 600\text{ s}$	0,49"
SL 891	6h24m50,4s	$-71^{\circ}39'36''$	2015-02-24	1,48	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,98"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,83"
SL 892	6h25m15,6s	$-71^{\circ}06'00''$	2015-02-24	1,72	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,96"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,88"
OHSC 36	6h29m42s	$-70^{\circ}35'24''$	2015-02-23	1,63	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 375\text{ s}$	0,87"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,67"
SL 897	6h33m00s	$-71^{\circ}07'48''$	2015-02-24	1,34	<i>V</i>	$2 \times 30\text{ s} + 6 \times 375\text{ s}$	1,15"
					<i>I</i>	$2 \times 30\text{ s} + 3 \times 560\text{ s}$	0,89"

Tabela 4 – Parâmetros usados na descontaminação dos aglomerados da GNM analisados nesta tese. A primeira coluna indica o nome do aglomerado, enquanto a segunda e a terceira contém os raios limites da região interna (distância máxima ao centro) e interna (distância mínima). As quatro colunas seguintes indicam os limites usados para excluir as estrelas para a fração de vezes em que elas foram excluídas por estarem distantes demais do centro do aglomerado, o menor e maior valor da probabilidade de pertencimento e o desvio padrão da mesma (ver Seção 2.3 para detalhes). As últimas quatro colunas fornecem o número de estrelas da região interna consideradas como membras do aglomerado, o número de excluídas e o número de estrelas na região de campo, tanto o valor em si, quanto o renormalizado para a área da região interna. Note que a tabela não inclui os cinco aglomerados da PNM que aparecem na Tabela 3, uma vez que seus DCMs descontaminados foram obtidos de outros trabalhos da colaboração VISCACHA (VISCACHA IV, VISCACHA VIIe VISCACHA VIII).

Objeto	Raio das regiões		Limites				Número de estrelas			
	Agl.	Campo	Fração de	Prob.	Prob.	Desvio	Memb.	Exc.	Campo	Campo

			exclusões	mín.	máx.	padrão	Renorm.			
SL 2	42,5"	85,0"	0,95	0,4	0,475	0,03	411	113	185	90
KMHK 3	25,0"	60,0"	0,95	0,25	0,4	0,075	71	22	356	30
NGC 1629	60,0"	90,0"	0,95	0,4	0,4	0,06	486	146	122	152
KMHK 9	25,0"	85,0"	1	0,1	0,45	0,2	114	34	387	63
HS 13	50,0"	90,0"	0,95	0,2	0,45	0,13	121	156	201	172
LW 7	30,0"	90,0"	0,95	0,25	0,4	0,1	139	71	318	95
KMHK 15	25,0"	80,0"	0,95	0,25	0,4	0,1	109	45	483	63
LW 15	45,0"	85,0"	0,95	0,4	0,4	0,13	236	161	292	163
BSDL 1	20,0"	80,0"	1	0,0	0,0	0,15	148	7	786	65
SL 13	40,0"	90,0"	0,95	0,3	0,4	0,11	260	170	360	210
LW 20	50,0"	85,0"	0,95	0,4	0,4	0,1	448	355	543	348
SL 16	45,0"	75,0"	0,95	0,3	0,45	0,1	263	98	355	134
SL 28	60,0"	85,0"	0,95	0,4	0,4	0,13	1559	456	550	515
SL 29	35,0"	90,0"	0,95	0,4	0,4	0,1	141	74	170	78
SL 36	45,0"	90,0"	0,95	0,4	0,4	0,1	470	206	329	244
LW 62	40,0"	90,0"	0,95	0,29	0,4	0,13	201	264	538	314
KMHK 92	50,0"	85,0"	0,95	0,3	0,45	0,1	209	111	191	126
SL 53	60,0"	90,0"	0,95	0,4	0,5	0,15	234	172	143	183
SL 61	50,0"	85,0"	0,95	0,4	0,4	0,06	1005	137	262	183
SL 74	50,0"	80,0"	0,95	0,4	0,4	0,08	563	329	656	363
SL 80	40,0"	70,0"	1	0,0	0,35	0,14	147	73	630	170
OHSC 1	35,0"	85,0"	0,95	0,35	0,45	0,11	137	117	336	114
SL 84	60,0"	85,0"	0,95	0,4	0,5	0,11	363	191	197	196
KMHK 228	35,0"	90,0"	1	0,0	0,0	1	127	0	170	77
OHSC 2	25,0"	90,0"	1	0,0	0,0	1	85	0	154	35
KMHK 243	45,0"	80,0"	0,95	0,3	0,45	0,1	206	80	287	100
SL 118	35,0"	90,0"	0,95	0,25	0,4	0,08	167	138	282	126
KMHK 343	20,0"	85,0"	0,95	0,4	0,4	0,06	109	63	477	52
OHSC 3	50,0"	75,0"	0,95	0,2	0,55	0,11	129	145	312	141
SL 126	30,0"	65,0"	1	0,1	0,0	0,04	114	7	76	10
OHSC 4	30,0"	80,0"	1	0,1	0,0	0,1	117	17	260	49
SL 192	45,0"	75,0"	0,95	0,3	0,5	0,075	276	284	877	251
SL 238	35,0"	90,0"	0,95	0,3	0,4	0,1	140	159	430	165
LW 141	40,0"	85,0"	0,95	0,32	0,38	0,13	185	153	453	183
SL 258	50,0"	100,0"	0,95	0,13	0,3	0,19	109	227	145	331
SL 295	50,0"	90,0"	0,95	0,4	0,4	0,055	387	183	228	188
SL 275	30,0"	100,0"	0,95	0,13	0,4	0,16	130	168	314	241
SL 329	35,0"	75,0"	0,95	0,13	0,4	0,1	348	257	1646	353
LW 174	35,0"	90,0"	1	0,1	0,34	0,2	135	275	602	470
SL 345	35,0"	80,0"	0,95	0,3	0,4	0,1	183	111	554	139
H88-258	30,0"	90,0"	0,95	0,25	0,4	0,1	76	58	229	70
SL 388	70,0"	90,0"	0,95	0,4	0,4	0,17	1726	753	521	821
LW 195	50,0"	90,0"	0,95	0,4	0,4	0,11	337	124	162	141
DES001SC04	25,0"	60,0"	0,95	0,2	0,4	0,1	92	85	1288	107
NGC 1942	60,0"	100,0"	0,95	0,05	0,28	0,2	851	977	486	1503
NGC 1997	55,0"	90,0"	0,95	0,27	0,4	0,12	1109	436	587	584
LW 230	25,0"	60,0"	0,95	0,27	0,4	0,12	90	34	626	52
H 4	40,0"	80,0"	0,95	0,4	0,4	0,1	801	251	688	227
SL 576	50,0"	90,0"	0,95	0,4	0,4	0,2	433	214	259	213
LW 261	40,0"	70,0"	0,95	0,27	0,4	0,12	109	188	792	200
IC 2148	45,0"	90,0"	0,95	0,4	0,42	0,11	306	96	171	111
SL 647	40,0"	90,0"	0,95	0,4	0,42	0,1	193	95	182	98
BSDL 2860	20,0"	90,0"	0,95	0,1	0,32	0,15	55	50	571	76
SL 677	30,0"	90,0"	0,95	0,27	0,45	0,12	150	170	675	190
SL 703	40,0"	85,0"	0,95	0,4	0,4	0,13	234	267	532	234
SL 737	50,0"	90,0"	0,95	0,4	0,4	0,065	355	108	130	107
NGC 2120	80,0"	90,0"	0,95	0,1	0,4	0,14	1892	992	651	1330
KMHK 1484	20,0"	75,0"	0,95	0,2	0,4	0,12	99	49	1024	73
SL 783	50,0"	90,0"	0,95	0,39	0,5	0,09	472	207	245	208

SL 788	40,0"	85,0"	0,95	0,35	0,4	0,12	619	470	1232	544
IC 2161	60,0"	100,0"	0,95	0,34	0,5	0,13	633	311	133	406
KMHK 1593	35,0"	75,0"	0,95	0,3	0,4	0,08	111	111	476	104
SL 828	60,0"	90,0"	0,95	0,2	0,51	0,09	493	206	183	214
SL 835	40,0"	90,0"	0,95	0,37	0,5	0,09	152	62	124	63
SL 866	55,0"	80,0"	0,95	0,3	0,4	0,11	1014	338	668	429
SL 882	50,0"	80,0"	0,95	0,4	0,4	0,1	313	220	426	216
LW 458	40,0"	80,0"	0,95	0,25	0,5	0,12	127	122	426	141
LW 460	30,0"	90,0"	0,95	0,2	0,5	0,16	106	83	350	104
LW 459	40,0"	80,0"	0,95	0,3	0,4	0,1	249	193	644	216
LW 462	40,0"	80,0"	0,95	0,25	0,5	0,09	145	127	406	136
KMHK 1732	45,0"	90,0"	0,95	0,34	0,45	0,15	239	202	310	209
LW 463	45,0"	80,0"	0,95	0,3	0,35	0,11	138	119	306	131
SL 883	40,0"	80,0"	0,95	0,25	0,525	0,1	195	206	650	219
KMHK 1739	25,0"	90,0"	0,95	0,35	0,375	0,135	93	63	342	78
SL 886	30,0"	80,0"	0,95	0,0	0,45	0,2	143	65	616	125
LW 469	50,0"	90,0"	0,95	0,25	0,45	0,09	169	106	113	101
LW 470	30,0"	60,0"	1	0,0	0,0	0,09	106	25	403	43
NGC 2241	50,0"	90,0"	0,95	0,4	0,4	0,075	532	207	244	200
SL 890	25,0"	80,0"	1	0,0	0,4	16	108	8	411	58
LW 472	30,0"	60,0"	0,95	0,3	0,4	0,075	134	37	609	76
LW 475	30,0"	60,0"	1	0,33	0,4	0,15	98	55	519	64
OHSC 34	30,0"	75,0"	0,95	0,22	0,4	0,11	166	63	596	96
SL 891	40,0"	90,0"	0,95	0,3	0,4	0,08	311	87	209	111
SL 892	40,0"	95,0"	0,95	0,15	0,35	0,11	166	90	186	144
OHSC 36	45,0"	90,0"	0,95	0,1	0,45	0,135	173	100	177	120
SL 897	50,0"	70,0"	0,95	0,3	0,45	0,06	339	90	236	95

Tabela 5 – Parâmetros astrofísicos obtidos com o código **SIESTA** para os 85 aglomerados analisados no Capítulo 4 com isócronas PARSEC+COLIBRI sem rotação.

Objeto	Idade (Ga)	[Fe/H]	Dist. (kpc)	$E(B - V)$	F. de bin. ($q \geq 0,60$)
KMHK 3	$2,12 \pm 0,12$	$-0,44 \pm 0,08$	$49,74 \pm 2,05$	$0,07 \pm 0,01$	$0,46 \pm 0,17$
NGC 1629	$2,04 \pm 0,08$	$-0,53 \pm 0,08$	$54,88 \pm 1,04$	$0,12 \pm 0,01$	$0,58 \pm 0,06$
KMHK 9	$2,57 \pm 0,15$	$-0,48 \pm 0,06$	$48,31 \pm 2,99$	$0,06 \pm 0,01$	$0,33 \pm 0,10$
HS 13	$2,26 \pm 0,07$	$-0,52 \pm 0,05$	$51,48 \pm 0,83$	$0,05 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,08$
LW 7	$2,30 \pm 0,13$	$-0,45 \pm 0,12$	$53,54 \pm 1,81$	$0,10 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,08$
KMHK 15	$2,32 \pm 0,10$	$-0,44 \pm 0,09$	$58,12 \pm 1,52$	$0,12 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,08$
LW 15	$1,82 \pm 0,08$	$-0,55 \pm 0,06$	$52,41 \pm 1,28$	$0,07 \pm 0,01$	$0,36 \pm 0,08$
BSDL 1	$2,08 \pm 0,30$	$-0,28 \pm 0,20$	$52,98 \pm 2,97$	$0,15 \pm 0,02$	$0,31 \pm 0,10$
SL 13	$1,98 \pm 0,07$	$-0,47 \pm 0,07$	$50,98 \pm 0,99$	$0,08 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,06$
LW 20	$2,01 \pm 0,06$	$-0,50 \pm 0,05$	$52,50 \pm 1,05$	$0,14 \pm 0,01$	$0,54 \pm 0,07$
SL 16	$3,86 \pm 0,55$	$-0,84 \pm 0,17$	$51,42 \pm 1,36$	$0,04 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,09$
SL 28	$1,68 \pm 0,03$	$-0,43 \pm 0,03$	$49,95 \pm 0,45$	$0,12 \pm 0,01$	$0,47 \pm 0,03$
SL 29	$2,07 \pm 0,14$	$-0,48 \pm 0,12$	$51,55 \pm 2,92$	$0,11 \pm 0,02$	$0,19 \pm 0,14$
SL 36	$2,14 \pm 0,10$	$-0,65 \pm 0,09$	$52,16 \pm 1,54$	$0,11 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,09$
LW 62	$2,24 \pm 0,11$	$-0,46 \pm 0,10$	$52,14 \pm 1,89$	$0,09 \pm 0,01$	$0,43 \pm 0,15$
KMHK 92	$2,39 \pm 0,12$	$-0,73 \pm 0,07$	$51,38 \pm 1,50$	$0,03 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,08$
SL 53	$1,99 \pm 0,14$	$-0,33 \pm 0,13$	$49,58 \pm 2,22$	$0,12 \pm 0,02$	$0,22 \pm 0,18$

SL 61	$1,86 \pm 0,04$	$-0,33 \pm 0,05$	$50,71 \pm 0,70$	$0,11 \pm 0,01$	$0,49 \pm 0,06$
SL 74	$1,86 \pm 0,07$	$-0,44 \pm 0,05$	$51,98 \pm 1,12$	$0,10 \pm 0,01$	$0,38 \pm 0,07$
SL 80	$1,34 \pm 0,24$	$-0,30 \pm 0,21$	$47,14 \pm 4,11$	$0,11 \pm 0,02$	$0,21 \pm 0,11$
OHSC 1	$2,22 \pm 0,19$	$-0,49 \pm 0,13$	$52,83 \pm 2,36$	$0,10 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,09$
SL 84	$1,18 \pm 0,06$	$-0,34 \pm 0,08$	$50,80 \pm 1,25$	$0,12 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,07$
H88-16	$1,13 \pm 0,08$	$-0,05 \pm 0,08$	$47,77 \pm 2,31$	$0,12 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,09$
H88-15	$1,51 \pm 0,17$	$-0,24 \pm 0,13$	$45,16 \pm 2,35$	$0,11 \pm 0,02$	$0,28 \pm 0,14$
KMHK 243	$1,28 \pm 0,07$	$-0,41 \pm 0,06$	$49,25 \pm 2,32$	$0,04 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,21$
SL 118	$1,98 \pm 0,10$	$-0,65 \pm 0,08$	$53,70 \pm 1,46$	$0,10 \pm 0,01$	$0,33 \pm 0,10$
KMHK 343	$1,33 \pm 0,11$	$-0,28 \pm 0,12$	$49,83 \pm 3,73$	$0,11 \pm 0,02$	$0,83 \pm 0,23$
OHSC 3	$1,40 \pm 0,15$	$-0,72 \pm 0,13$	$48,58 \pm 2,55$	$0,12 \pm 0,02$	$0,40 \pm 0,15$
SL 126	$2,53 \pm 0,24$	$-0,19 \pm 0,10$	$48,38 \pm 4,21$	$0,03 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,09$
OHSC 4	$1,77 \pm 0,15$	$-0,37 \pm 0,13$	$49,92 \pm 2,27$	$0,10 \pm 0,02$	$0,29 \pm 0,12$
SL 192	$1,61 \pm 0,03$	$-0,30 \pm 0,03$	$50,63 \pm 1,23$	$0,11 \pm 0,01$	$0,57 \pm 0,07$
SL 238	$0,88 \pm 0,06$	$-0,41 \pm 0,07$	$41,85 \pm 1,28$	$0,04 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,06$
LW 141	$1,60 \pm 0,10$	$-0,28 \pm 0,08$	$47,86 \pm 1,22$	$0,08 \pm 0,01$	$0,42 \pm 0,10$
SL 258	$0,32 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,16$	$48,38 \pm 2,81$	$0,07 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,05$
SL 295	$1,21 \pm 0,05$	$-0,28 \pm 0,06$	$47,84 \pm 1,22$	$0,08 \pm 0,01$	$0,38 \pm 0,05$
SL 275	$0,27 \pm 0,08$	$-0,28 \pm 0,26$	$46,18 \pm 4,25$	$0,07 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,04$
SL 329	$0,95 \pm 0,08$	$-0,65 \pm 0,09$	$43,95 \pm 1,98$	$0,04 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,06$
LW 174	$0,50 \pm 0,04$	$0,25 \pm 0,10$	$53,53 \pm 2,40$	$0,08 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,06$
SL 345	$1,29 \pm 0,03$	$-0,47 \pm 0,04$	$44,58 \pm 1,04$	$0,04 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,09$
H88-258	$0,82 \pm 0,06$	$-0,75 \pm 0,07$	$42,15 \pm 1,59$	$0,03 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,07$
SL 388	$3,09 \pm 0,06$	$-0,49 \pm 0,04$	$46,13 \pm 0,80$	$0,04 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,10$
LW 195	$1,72 \pm 0,11$	$-0,47 \pm 0,08$	$46,03 \pm 1,62$	$0,04 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,11$
DES001SC04	$3,32 \pm 0,33$	$-0,62 \pm 0,11$	$47,35 \pm 1,96$	$0,07 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,10$
NGC 1942	$1,94 \pm 0,05$	$-0,57 \pm 0,04$	$50,97 \pm 0,74$	$0,05 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,08$
NGC 1997	$3,88 \pm 0,35$	$-0,81 \pm 0,10$	$51,13 \pm 1,22$	$0,05 \pm 0,01$	$0,55 \pm 0,16$
LW 230	$0,39 \pm 0,05$	$0,32 \pm 0,15$	$57,29 \pm 3,55$	$0,06 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,10$
H 4	$1,94 \pm 0,04$	$-0,35 \pm 0,03$	$45,43 \pm 0,48$	$0,09 \pm 0,01$	$0,46 \pm 0,05$
SL 576	$0,82 \pm 0,04$	$-0,20 \pm 0,07$	$42,24 \pm 1,26$	$0,13 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,06$
LW 261	$0,22 \pm 0,01$	$0,29 \pm 0,04$	$50,18 \pm 0,69$	$0,08 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,07$
IC 2148	$1,02 \pm 0,05$	$-0,11 \pm 0,07$	$46,55 \pm 1,58$	$0,10 \pm 0,01$	$0,45 \pm 0,07$
SL 647	$1,77 \pm 0,09$	$-0,38 \pm 0,08$	$44,73 \pm 1,22$	$0,12 \pm 0,01$	$0,48 \pm 0,01$
BSDL 2860	$1,20 \pm 0,18$	$-0,56 \pm 0,13$	$43,79 \pm 3,41$	$0,05 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,10$
SL 677	$0,35 \pm 0,05$	$-0,24 \pm 0,11$	$49,20 \pm 2,94$	$0,04 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,06$
SL 703	$1,26 \pm 0,10$	$-0,17 \pm 0,10$	$40,64 \pm 1,55$	$0,10 \pm 0,01$	$0,43 \pm 0,15$
SL 737	$2,27 \pm 0,08$	$-0,39 \pm 0,06$	$49,62 \pm 1,43$	$0,10 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,11$
NGC 2120	$1,83 \pm 0,04$	$-0,35 \pm 0,02$	$46,16 \pm 0,85$	$0,03 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,12$
KMHK 1484	$0,27 \pm 0,18$	$0,12 \pm 0,17$	$50,06 \pm 3,53$	$0,04 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,06$
SL 783	$1,72 \pm 0,05$	$-0,41 \pm 0,04$	$47,94 \pm 0,80$	$0,16 \pm 0,01$	$0,41 \pm 0,07$
SL 788	$1,89 \pm 0,05$	$-0,62 \pm 0,04$	$50,90 \pm 0,72$	$0,10 \pm 0,01$	$0,58 \pm 0,06$

IC 2161	$1,98 \pm 0,09$	$-0,46 \pm 0,06$	$46,18 \pm 1,06$	$0,15 \pm 0,01$	$0,64 \pm 0,09$
KMHK 1593	$2,47 \pm 0,12$	$-0,49 \pm 0,07$	$51,26 \pm 2,40$	$0,05 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,11$
SL 828	$1,14 \pm 0,08$	$-0,53 \pm 0,10$	$42,37 \pm 1,51$	$0,19 \pm 0,01$	$0,49 \pm 0,05$
SL 835	$1,30 \pm 0,07$	$-0,34 \pm 0,09$	$47,06 \pm 2,09$	$0,10 \pm 0,02$	$0,34 \pm 0,14$
SL 866	$1,54 \pm 0,08$	$-0,39 \pm 0,09$	$47,51 \pm 1,57$	$0,06 \pm 0,01$	$0,37 \pm 0,19$
SL 882	$1,98 \pm 0,05$	$-0,71 \pm 0,05$	$48,15 \pm 0,95$	$0,09 \pm 0,01$	$0,54 \pm 0,08$
LW 458	$1,82 \pm 0,09$	$-0,48 \pm 0,06$	$44,86 \pm 1,53$	$0,06 \pm 0,01$	$0,36 \pm 0,14$
LW 460	$0,57 \pm 0,09$	$-0,27 \pm 0,16$	$41,59 \pm 3,16$	$0,11 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,07$
LW 459	$2,95 \pm 0,13$	$-0,56 \pm 0,05$	$45,79 \pm 1,90$	$0,06 \pm 0,01$	$0,36 \pm 0,12$
LW 462	$1,35 \pm 0,08$	$-0,47 \pm 0,09$	$42,87 \pm 1,57$	$0,09 \pm 0,01$	$0,33 \pm 0,11$
KMHK 1732	$1,69 \pm 0,20$	$-0,54 \pm 0,14$	$43,77 \pm 2,58$	$0,10 \pm 0,01$	$0,34 \pm 0,13$
LW 463	$1,82 \pm 0,11$	$-0,45 \pm 0,09$	$43,91 \pm 1,42$	$0,10 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,12$
SL 883	$1,07 \pm 0,10$	$-0,51 \pm 0,11$	$43,89 \pm 2,74$	$0,05 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,10$
KMHK 1739	$2,40 \pm 0,15$	$-0,74 \pm 0,09$	$47,86 \pm 2,47$	$0,08 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,10$
SL 886	$0,88 \pm 0,08$	$-0,58 \pm 0,10$	$42,77 \pm 1,73$	$0,09 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,10$
LW 469	$1,07 \pm 0,11$	$-0,41 \pm 0,10$	$46,26 \pm 2,64$	$0,07 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,10$
LW 470	$1,23 \pm 0,13$	$-0,30 \pm 0,12$	$42,44 \pm 2,04$	$0,09 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,09$
NGC 2241	$1,97 \pm 0,07$	$-0,51 \pm 0,06$	$47,03 \pm 0,90$	$0,11 \pm 0,01$	$0,54 \pm 0,08$
SL 890	$1,01 \pm 0,12$	$-0,25 \pm 0,14$	$44,14 \pm 2,81$	$0,09 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,09$
LW 472	$1,13 \pm 0,14$	$-0,51 \pm 0,15$	$45,34 \pm 2,37$	$0,07 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,07$
LW 475	$0,81 \pm 0,08$	$-0,97 \pm 0,11$	$44,68 \pm 2,05$	$0,08 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,10$
OHSC 34	$1,27 \pm 0,22$	$-0,30 \pm 0,20$	$47,10 \pm 4,07$	$0,06 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,06$
SL 891	$1,34 \pm 0,03$	$-0,46 \pm 0,05$	$41,34 \pm 0,83$	$0,10 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,05$
SL 892	$0,79 \pm 0,05$	$-0,34 \pm 0,08$	$44,43 \pm 1,91$	$0,10 \pm 0,01$	$0,58 \pm 0,08$
OHSC 36	$2,18 \pm 0,09$	$-0,58 \pm 0,07$	$47,89 \pm 1,52$	$0,08 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,08$
SL 897	$1,34 \pm 0,06$	$-0,45 \pm 0,07$	$43,31 \pm 1,01$	$0,11 \pm 0,01$	$0,46 \pm 0,07$

Tabela 6 – Parâmetros astrofísicos obtidos com o código **SIESTA** para os 85 aglomerados analisados no Capítulo 4 com isócronas PARSEC+COLIBRI com rotação ($\omega_i = 0,90\omega_c$).

Objeto	Idade (Ga)	[Fe/H]	Dist. (kpc)	$E(B - V)$	F. de bin. ($q \geq 0,60$)
KMHK 3	$1,60 \pm 0,25$	$-0,36 \pm 0,16$	$51,34 \pm 4,87$	$0,07 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,15$
NGC 1629	$1,67 \pm 0,08$	$-0,53 \pm 0,05$	$54,79 \pm 1,09$	$0,11 \pm 0,01$	$0,50 \pm 0,06$
KMHK 9	$1,78 \pm 0,24$	$-0,28 \pm 0,14$	$52,22 \pm 5,01$	$0,06 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,12$
HS 13	$1,78 \pm 0,11$	$-0,46 \pm 0,08$	$50,00 \pm 1,17$	$0,05 \pm 0,01$	$0,26 \pm 0,09$
LW 7	$1,81 \pm 0,49$	$-0,63 \pm 0,15$	$53,06 \pm 1,38$	$0,10 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,07$
KMHK 15	$1,88 \pm 0,18$	$-0,48 \pm 0,10$	$56,14 \pm 2,49$	$0,12 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,08$
LW 15	$1,36 \pm 0,06$	$-0,45 \pm 0,05$	$55,12 \pm 1,36$	$0,07 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,06$
BSDL 1	$1,66 \pm 0,14$	$-0,26 \pm 0,10$	$53,76 \pm 2,32$	$0,14 \pm 0,02$	$0,25 \pm 0,10$
SL 13	$1,56 \pm 0,09$	$-0,42 \pm 0,08$	$52,82 \pm 1,38$	$0,08 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,06$

LW 20	$1,53 \pm 0,05$	$-0,38 \pm 0,05$	$52,41 \pm 1,02$	$0,12 \pm 0,01$	$0,38 \pm 0,07$
SL 16	$2,28 \pm 0,71$	$-0,63 \pm 0,15$	$52,87 \pm 1,66$	$0,04 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,09$
SL 28	$1,48 \pm 0,01$	$-0,53 \pm 0,02$	$51,00 \pm 0,48$	$0,12 \pm 0,01$	$0,37 \pm 0,04$
SL 29	$1,64 \pm 0,14$	$-0,39 \pm 0,11$	$51,66 \pm 2,52$	$0,09 \pm 0,02$	$0,12 \pm 0,07$
SL 36	$1,68 \pm 0,05$	$-0,53 \pm 0,03$	$52,05 \pm 0,91$	$0,09 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,06$
LW 62	$1,58 \pm 0,11$	$-0,32 \pm 0,08$	$50,82 \pm 1,75$	$0,08 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,12$
KMHK 92	$1,82 \pm 0,15$	$-0,70 \pm 0,08$	$51,61 \pm 1,55$	$0,03 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,08$
SL 53	$1,59 \pm 0,11$	$-0,33 \pm 0,09$	$48,86 \pm 1,76$	$0,12 \pm 0,02$	$0,14 \pm 0,09$
SL 61	$1,57 \pm 0,04$	$-0,38 \pm 0,04$	$52,28 \pm 0,80$	$0,11 \pm 0,01$	$0,41 \pm 0,06$
SL 74	$1,50 \pm 0,05$	$-0,43 \pm 0,06$	$53,53 \pm 1,04$	$0,09 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,06$
SL 80	$1,04 \pm 0,14$	$-0,30 \pm 0,16$	$54,88 \pm 4,69$	$0,12 \pm 0,02$	$0,18 \pm 0,10$
OHSC 1	$1,75 \pm 0,16$	$-0,43 \pm 0,09$	$56,66 \pm 2,44$	$0,11 \pm 0,02$	$0,11 \pm 0,06$
SL 84	$1,02 \pm 0,03$	$-0,42 \pm 0,07$	$55,48 \pm 1,54$	$0,13 \pm 0,01$	$0,37 \pm 0,08$
H88-16	$0,95 \pm 0,05$	$-0,02 \pm 0,10$	$53,67 \pm 3,53$	$0,11 \pm 0,01$	$0,23 \pm 0,10$
H88-15	$1,16 \pm 0,09$	$-0,27 \pm 0,07$	$48,94 \pm 2,15$	$0,10 \pm 0,02$	$0,21 \pm 0,12$
KMHK 243	$1,06 \pm 0,03$	$-0,40 \pm 0,04$	$53,32 \pm 1,67$	$0,04 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,11$
SL 118	$1,55 \pm 0,10$	$-0,55 \pm 0,09$	$54,04 \pm 2,42$	$0,09 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,08$
KMHK 343	$1,05 \pm 0,06$	$-0,25 \pm 0,11$	$56,92 \pm 4,02$	$0,12 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,22$
OHSC 3	$1,10 \pm 0,07$	$-0,59 \pm 0,09$	$52,71 \pm 2,65$	$0,11 \pm 0,02$	$0,24 \pm 0,12$
SL 126	$1,97 \pm 0,19$	$-0,18 \pm 0,07$	$48,18 \pm 3,67$	$0,03 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,08$
OHSC 4	$1,48 \pm 0,18$	$-0,38 \pm 0,13$	$49,61 \pm 2,60$	$0,10 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,08$
SL 192	$1,35 \pm 0,07$	$-0,28 \pm 0,05$	$50,61 \pm 1,17$	$0,10 \pm 0,01$	$0,40 \pm 0,09$
SL 238	$0,91 \pm 0,03$	$-0,58 \pm 0,06$	$45,93 \pm 1,71$	$0,04 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,06$
LW 141	$1,31 \pm 0,60$	$-0,33 \pm 0,06$	$49,21 \pm 1,48$	$0,09 \pm 0,01$	$0,34 \pm 0,11$
SL 258	$0,48 \pm 0,05$	$-0,02 \pm 0,08$	$57,88 \pm 1,63$	$0,06 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,06$
SL 295	$1,09 \pm 0,04$	$-0,45 \pm 0,06$	$51,25 \pm 1,12$	$0,10 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,06$
SL 275	$0,34 \pm 0,03$	$-0,28 \pm 0,04$	$56,48 \pm 1,97$	$0,06 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,06$
SL 329	$0,99 \pm 0,02$	$-0,83 \pm 0,02$	$44,92 \pm 0,95$	$0,02 \pm 0,01$	$0,14 \pm 0,06$
LW 174	$0,85 \pm 0,01$	$-0,44 \pm 0,02$	$47,26 \pm 1,87$	$0,05 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,18$
SL 345	$1,03 \pm 0,02$	$-0,46 \pm 0,04$	$48,89 \pm 1,17$	$0,04 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,07$
H88-258	$0,81 \pm 0,04$	$-0,88 \pm 0,08$	$47,40 \pm 2,77$	$0,04 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,07$
SL 388	$3,21 \pm 0,12$	$-0,51 \pm 0,04$	$47,76 \pm 0,91$	$0,03 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,08$
LW 195	$1,40 \pm 0,06$	$-0,45 \pm 0,04$	$48,22 \pm 1,32$	$0,04 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,07$
DES001SC04	$3,12 \pm 0,28$	$-0,61 \pm 0,10$	$49,51 \pm 2,36$	$0,06 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,10$
NGC 1942	$1,67 \pm 0,04$	$-0,52 \pm 0,03$	$49,97 \pm 0,79$	$0,04 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,04$
NGC 1997	$2,49 \pm 0,19$	$-0,57 \pm 0,04$	$52,14 \pm 1,28$	$0,04 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,12$
LW 230	$0,65 \pm 0,07$	$-0,20 \pm 0,14$	$54,95 \pm 4,79$	$0,06 \pm 0,01$	$0,25 \pm 0,10$
H 4	$1,61 \pm 0,02$	$-0,41 \pm 0,01$	$46,86 \pm 0,66$	$0,10 \pm 0,00$	$0,35 \pm 0,05$
SL 576	$0,86 \pm 0,02$	$-0,46 \pm 0,05$	$44,71 \pm 1,33$	$0,14 \pm 0,01$	$0,31 \pm 0,06$
LW 261	$0,43 \pm 0,04$	$0,04 \pm 0,07$	$57,16 \pm 2,38$	$0,06 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,14$
IC 2148	$0,91 \pm 0,04$	$-0,26 \pm 0,05$	$48,02 \pm 1,97$	$0,11 \pm 0,01$	$0,38 \pm 0,07$
SL 647	$1,37 \pm 0,08$	$-0,28 \pm 0,05$	$45,04 \pm 1,39$	$0,12 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,09$

BSDL 2860	$1,04 \pm 0,09$	$-0,60 \pm 0,11$	$48,61 \pm 3,72$	$0,05 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,08$
SL 677	$0,40 \pm 0,06$	$-0,52 \pm 0,18$	$48,99 \pm 3,83$	$0,05 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,07$
SL 703	$1,08 \pm 0,05$	$-0,29 \pm 0,08$	$43,92 \pm 1,78$	$0,12 \pm 0,02$	$0,36 \pm 0,15$
SL 737	$1,74 \pm 0,06$	$-0,27 \pm 0,04$	$48,21 \pm 1,11$	$0,08 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,07$
NGC 2120	$1,52 \pm 0,03$	$-0,34 \pm 0,02$	$46,25 \pm 0,62$	$0,03 \pm 0,00$	$0,20 \pm 0,07$
KMHK 1484	$0,26 \pm 0,16$	$-0,33 \pm 0,15$	$45,39 \pm 4,26$	$0,05 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,06$
SL 783	$1,42 \pm 0,05$	$-0,43 \pm 0,05$	$49,03 \pm 1,26$	$0,16 \pm 0,02$	$0,28 \pm 0,07$
SL 788	$1,48 \pm 0,03$	$-0,49 \pm 0,03$	$53,19 \pm 0,98$	$0,09 \pm 0,01$	$0,47 \pm 0,07$
IC 2161	$1,44 \pm 0,08$	$-0,42 \pm 0,08$	$46,14 \pm 1,21$	$0,15 \pm 0,01$	$0,43 \pm 0,08$
KMHK 1593	$1,97 \pm 0,24$	$-0,43 \pm 0,11$	$50,52 \pm 2,12$	$0,04 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,10$
SL 828	$1,02 \pm 0,01$	$-0,46 \pm 0,04$	$47,87 \pm 1,28$	$0,16 \pm 0,01$	$0,44 \pm 0,05$
SL 835	$1,28 \pm 0,22$	$-0,69 \pm 0,19$	$49,47 \pm 4,07$	$0,11 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,17$
SL 866	$1,22 \pm 0,08$	$-0,46 \pm 0,05$	$47,53 \pm 1,12$	$0,06 \pm 0,01$	$0,15 \pm 0,09$
SL 882	$1,53 \pm 0,07$	$-0,58 \pm 0,06$	$47,94 \pm 1,06$	$0,07 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,10$
LW 458	$1,38 \pm 0,07$	$-0,43 \pm 0,06$	$45,91 \pm 2,00$	$0,06 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,09$
LW 460	$0,61 \pm 0,14$	$-0,33 \pm 0,27$	$47,54 \pm 5,57$	$0,12 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,07$
LW 459	$2,76 \pm 0,68$	$-0,54 \pm 0,15$	$47,08 \pm 1,89$	$0,05 \pm 0,01$	$0,27 \pm 0,11$
LW 462	$1,09 \pm 0,06$	$-0,48 \pm 0,08$	$45,42 \pm 2,02$	$0,09 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,10$
KMHK 1732	$1,30 \pm 0,14$	$-0,55 \pm 0,12$	$47,74 \pm 3,02$	$0,11 \pm 0,01$	$0,30 \pm 0,11$
LW 463	$1,43 \pm 0,11$	$-0,39 \pm 0,09$	$44,37 \pm 1,49$	$0,09 \pm 0,01$	$0,23 \pm 0,10$
SL 883	$1,00 \pm 0,05$	$-0,61 \pm 0,10$	$45,94 \pm 2,40$	$0,06 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,00$
KMHK 1739	$1,97 \pm 0,14$	$-0,71 \pm 0,09$	$49,12 \pm 2,23$	$0,08 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,10$
SL 886	$0,87 \pm 0,03$	$-0,68 \pm 0,12$	$45,53 \pm 2,78$	$0,09 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,10$
LW 469	$0,94 \pm 0,06$	$-0,45 \pm 0,10$	$51,65 \pm 2,76$	$0,07 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,07$
LW 470	$1,04 \pm 0,07$	$-0,33 \pm 0,11$	$47,46 \pm 2,53$	$0,09 \pm 0,01$	$0,30 \pm 0,10$
NGC 2241	$2,03 \pm 0,15$	$-0,73 \pm 0,10$	$47,56 \pm 1,09$	$0,12 \pm 0,01$	$0,52 \pm 0,09$
SL 890	$0,87 \pm 0,04$	$-0,32 \pm 0,08$	$48,27 \pm 2,31$	$0,10 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,09$
LW 472	$0,96 \pm 0,06$	$-0,53 \pm 0,09$	$51,00 \pm 2,70$	$0,07 \pm 0,01$	$0,20 \pm 0,07$
LW 475	$0,60 \pm 0,13$	$-0,73 \pm 0,12$	$56,16 \pm 2,75$	$0,10 \pm 0,02$	$0,28 \pm 0,10$
OHSC 34	$1,11 \pm 0,21$	$-0,35 \pm 0,19$	$53,61 \pm 5,32$	$0,06 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,06$
SL 891	$1,06 \pm 0,02$	$-0,39 \pm 0,02$	$45,42 \pm 0,85$	$0,09 \pm 0,01$	$0,30 \pm 0,05$
SL 892	$0,86 \pm 0,03$	$-0,52 \pm 0,10$	$42,95 \pm 3,45$	$0,10 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,16$
OHSC 36	$1,91 \pm 0,13$	$-0,55 \pm 0,07$	$45,06 \pm 1,91$	$0,06 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,09$
SL 897	$1,13 \pm 0,09$	$-0,53 \pm 0,11$	$43,62 \pm 3,08$	$0,10 \pm 0,01$	$0,38 \pm 0,07$

Tabela 7 – Compilação de valores da literatura para aglomerados analisados neste trabalho. A última coluna indica o método empregado em cada análise. Para mais detalhes, consulte a Tabela 8. Para os trabalhos com ajuste de isócronas, quando a metalicidade e/ou a distância não são fornecidas, isto significa que um valor fixo foi assumido. Para os trabalhos com espectroscopia na faixa do tripleto de cálcio, o número de estrelas usadas para determinar a metalicidade é fornecido, entre parênteses, ao lado do valor encontrado.

Objeto	Idade (Ga)	Metalicidade	Distância (kpc)	Referência	Método
HS 13	$2,00 \pm 0,45$	–	–	Piatti et al. (2018)	Ajuste de isócronas
	2	–	–	Gatto et al. (2024b)	Ajuste de isócronas
LW 15	–	–0.42 (2)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
KMHK 15	1,07	–	–	Nayak et al. (2016)	Magnitude do PSSP
SL 13	–	–0,44 (2)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	$2,50 \pm 0,40$	–	–	Piatti (2011)	Relações empíricas
	$1,89 \pm 0,29$	$-0,10 \pm 0,11$	$52,48 \pm 0,97$	Perren et al. (2017)	Ajuste de isócronas
SL 28	–	–0,37 (2)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	$1,50 \pm 0,20$	–	–	Geisler et al. (1997)	Relações empíricas
SL 29	2,00	–1,30	–	Livanou et al. (2013)	Ajuste de isócronas
	–	–0,70	–	Livanou et al. (2013)	Relações empíricas
SL 36	2,00	–1.00	–	Livanou et al. (2013)	Ajuste de isócronas
	–	–0,50	–	Livanou et al. (2013)	Relações empíricas
SL 61	$1,7 \pm 0,20$	$0,00 \pm 0,30$	$45,70 \pm 15,26$	Mateo & Hodge (1987)	Ajuste de isócronas
	–	–0,50 (3)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	$1,80 \pm 0,20$	–	–	Geisler et al. (1997)	Relações empíricas
	–	$-0,35 \pm 0,04$ (8)	–	Grocholski et al. (2006)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	–	–	$49,9 \pm 2,1$	Grocholski et al. (2007)	Magnitude do AV
	$2,08^{+0,27}_{-0,21}$	$-0,44^{+0,14}_{-0,19}$	$51,00^{+1,50}_{-1,70}$	VISCACHA I	Ajuste de isócronas
	$0,88^{+0,33}_{-0,16}$	$-0,2^{+0,06}_{-0,06}$	$60,00^{+1,90}_{-2,40}$	VISCACHA I	Ajuste de isócronas
OHSC 3	$1,79^{+0,22}_{-0,20}$	$-0,70^{+0,13}_{-0,24}$	$48,30^{+2,00}_{-1,80}$	VISCACHA I	Ajuste de isócronas
SL 126	–	–1,18 (1)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	$2,20 \pm 0,20$	$-0,45 \pm 0,20$	–	Bica et al. (1998)	Relações empíricas
	$2,63 \pm 0,06$	$-0,58 \pm 0,06$	$50,82 \pm 0,23$	Pierres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
SL 192	–	–0,41 (1)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
SL 258	$0,30 \pm 0,1$	–	–	Hodge & Flower (1987)	Ajuste de isócronas
H88-258	$1,05 \pm 0,07$	$-0,88 \pm 0,12$	$39,63 \pm 1,28$	Pierres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
SL 388	–	–0,76 (1)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	$2,60 \pm 0,20$	–	–	Geisler et al. (1997)	Relações empíricas
	$2,20 \pm 0,20$	$-0,45 \pm 0,20$	–	Bica et al. (1998)	Relações empíricas
	$2,57 \pm 0,06$	$-0,58 \pm 0,06$	$52,72 \pm 6,56$	Pierres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
	$2,63 \pm 0,73$	–	–	Narloch et al. (2022)	Ajuste de isócronas (Gi-rardi et al., 2002)
	$3, \pm 1,25$	–	–	Narloch et al. (2022)	Ajuste de isócronas (Dot-ter et al., 2008)
	–	$-0,58 \pm 0,11$	–	Narloch et al. (2022)	Relações empíricas
LW 195	–	–0,33 (2)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)

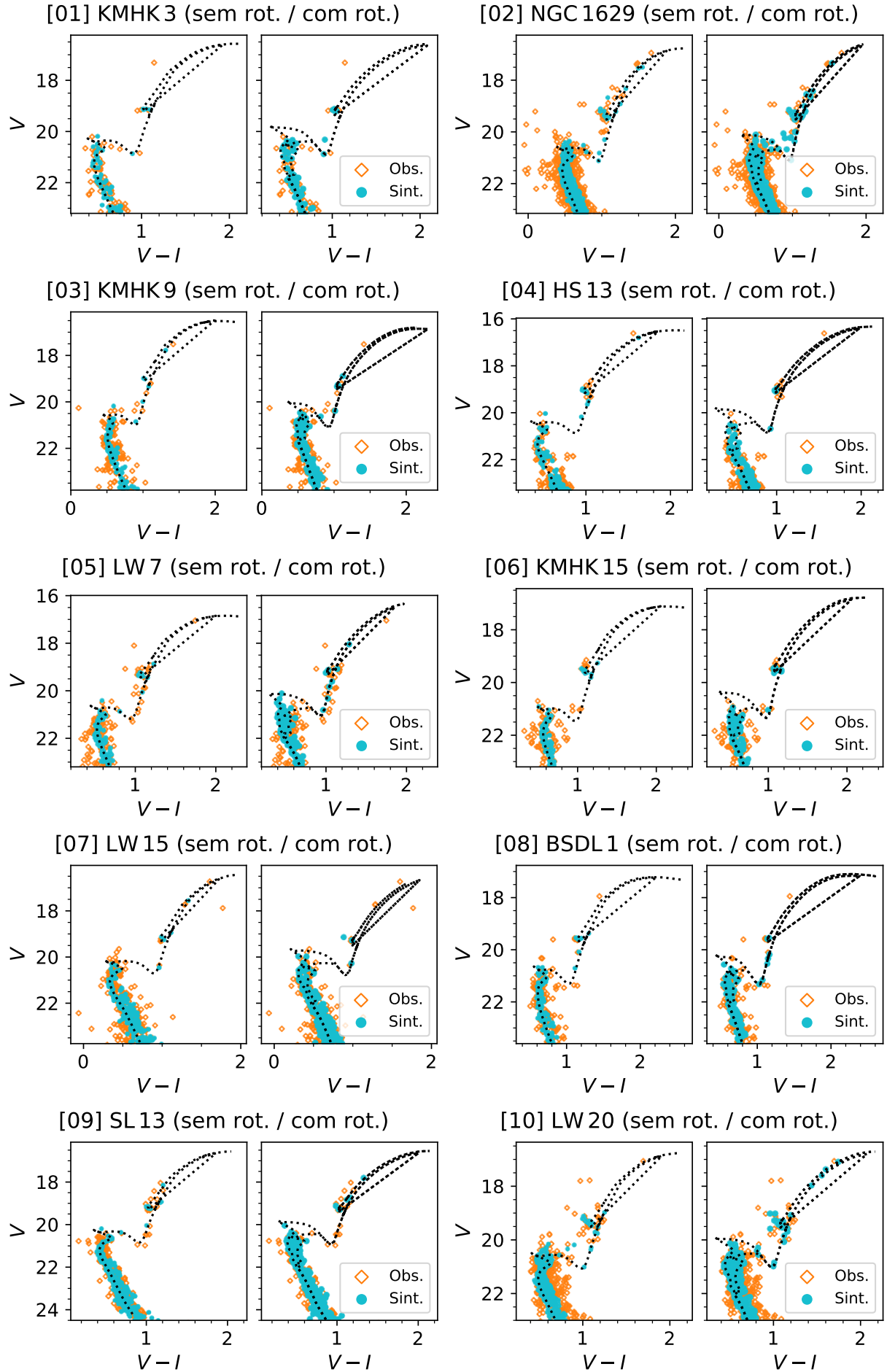
	2,10, $\pm 0,20$	–	–	Geisler et al. (1997)	Relações empíricas
	1,95 $\pm 0,05$	–0,48 $\pm 0,07$	49,66 $\pm 2,06$	Pieres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
DES001SC04	4,17 $\pm 1,08$	–0,88 $\pm 0,12$	47,21 $\pm 2,17$	Pieres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
NGC 1942	–	–0,40 $\pm 0,04$ (8)	–	Grocholski et al. (2006)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	1,41 $\pm 0,03$	–0,88 $\pm 0,16$	52,48 $\pm 0,24$	Pieres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
NGC 1997	–	–0,43 (3)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	2,60 $\pm 0,50$	–0,70 $\pm 0,20$	–	Piatti et al. (2009)	Ajuste de isócronas + Relações empíricas
	4,47 $\pm 0,10$	–1,18 $\pm 0,09$	46,35 $\pm 0,21$	Pieres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
	2,51 $\pm 0,58$	–0,88 $\pm 0,65$	48,75 $\pm 0,9$	Perren et al. (2017)	Ajuste de isócronas
LW 230	0,06 $\pm 0,07$	–0,18 $\pm 0,06$	39,81 $\pm 2,93$	Pieres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
H 4	2,50 $\pm 0,40$	–0,70 $\pm 0,30$	41,69 $\pm 5,76$	Mateo & Hodge (1986)	Ajuste de isócronas
	1,50 $\pm 0,30$	–0,70 $\pm 0,30$	54,95 $\pm 7,59$	Mateo & Hodge (1986)	Ajuste de isócronas
	–	–0,15 (1)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	2,80 $\pm 0,20$	–	–	Geisler et al. (1997)	Relações empíricas
	3,20 $\pm 0,20$	–	–	Geisler et al. (1997)	Relações empíricas
	–	–0,55 $\pm 0,06$ (7)	–	Grocholski et al. (2006)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	–	–	47,10 $\pm 0,60$	Grocholski et al. (2007)	Magnitude do AV
	0,07 $\pm 0,01$	–	–	Asa'd & Hanson (2012)	Magnitude integrada
	2,34 $\pm 0,11$	–0,88 $\pm 0,12$	54,95 $\pm 0,51$	Pieres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
SL 576	0,97 ^{+0,10} _{–0,11}	–0,39 ^{+0,08} _{–0,12}	51,30 ^{+1,90} _{–2,40}	VISCACHA I	Ajuste de isócronas
IC 2148	–	–0,27 (2)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
SL 677	0,65 $\pm 0,05$	–0,88 $\pm 0,20$	50,12 $\pm 0,23$	Pieres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
NGC 2120	1,78 $\pm 0,04$	–0,58 $\pm 0,06$	50,12 $\pm 0,23$	Pieres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
KMHK 1484	0,83 $\pm 0,29$	–0,40 $\pm 0,16$	49,43 $\pm 3,64$	Pieres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
SL 788	0,34	–	–	Nayak et al. (2016)	Magnitude do PSSP
KMHK 1593	3,39 $\pm 0,41$	–0,88 $\pm 0,12$	46,35 $\pm 0,21$	Pieres et al. (2016)	Ajuste de isócronas
SL 828	–	–0,77 (2)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
SL 835	–	–0,25 (2)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
LW 469	0,63 $\pm 0,15$	–	–	Piatti (2012b)	Relações empíricas
	1,12 $\pm 0,13$	–0,28 $\pm 0,16$	48,75 $\pm 0,67$	Perren et al. (2017)	Ajuste de isócronas
NGC 2241	4,00	–0,40	45,71	Jones (1987)	Ajuste de isócronas
	1,90 $\pm 0,20$	–	–	Geisler et al. (1997)	Relações empíricas
OHSC 34	2,00 $\pm 0,10$	–	–	Piatti & Bastian (2016b)	Ajuste de isócronas
	1,59	–	–	Gatto et al. (2024b)	Ajuste de isócronas
SL 891	1,25 $\pm 0,15$	–	–	Piatti & Bastian (2016b)	Ajuste de isócronas
OHSC 36	–	–0,55 (1)	–	Olszewski et al. (1991)	Espectroscopia (trip. de Cálcio)
	1,78	–	–	Gatto et al. (2024b)	Ajuste de isócronas
SL 897	1,25 $\pm 0,15$	–	–	Piatti & Bastian (2016b)	Ajuste de isócronas
	1,19 ^{+0,14} _{–0,12}	–0,32 ^{+0,11} _{–0,14}	45,60 ^{+2,40} _{–1,60}	VISCACHA I	Ajuste de isócronas
	1,00	–	–	Gatto et al. (2024b)	Ajuste de isócronas

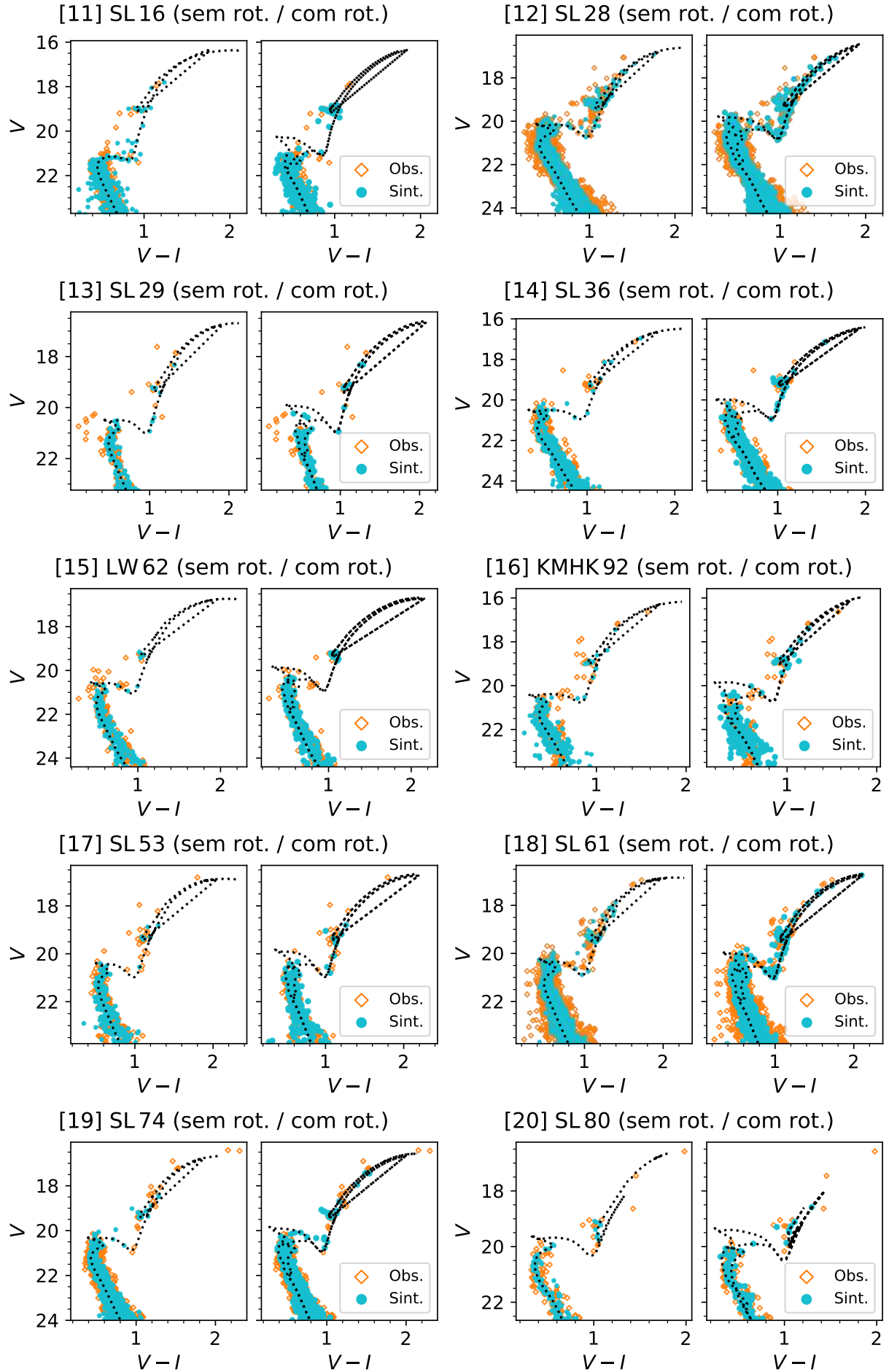
Tabela 8 – Resumo dos trabalhos nos quais foram feitas determinações anteriores das idades, metalicidades e/ou distâncias de um ou mais dos aglomerados apresentados na presente tese e cujos resultados estão expostos na Tabela 7.

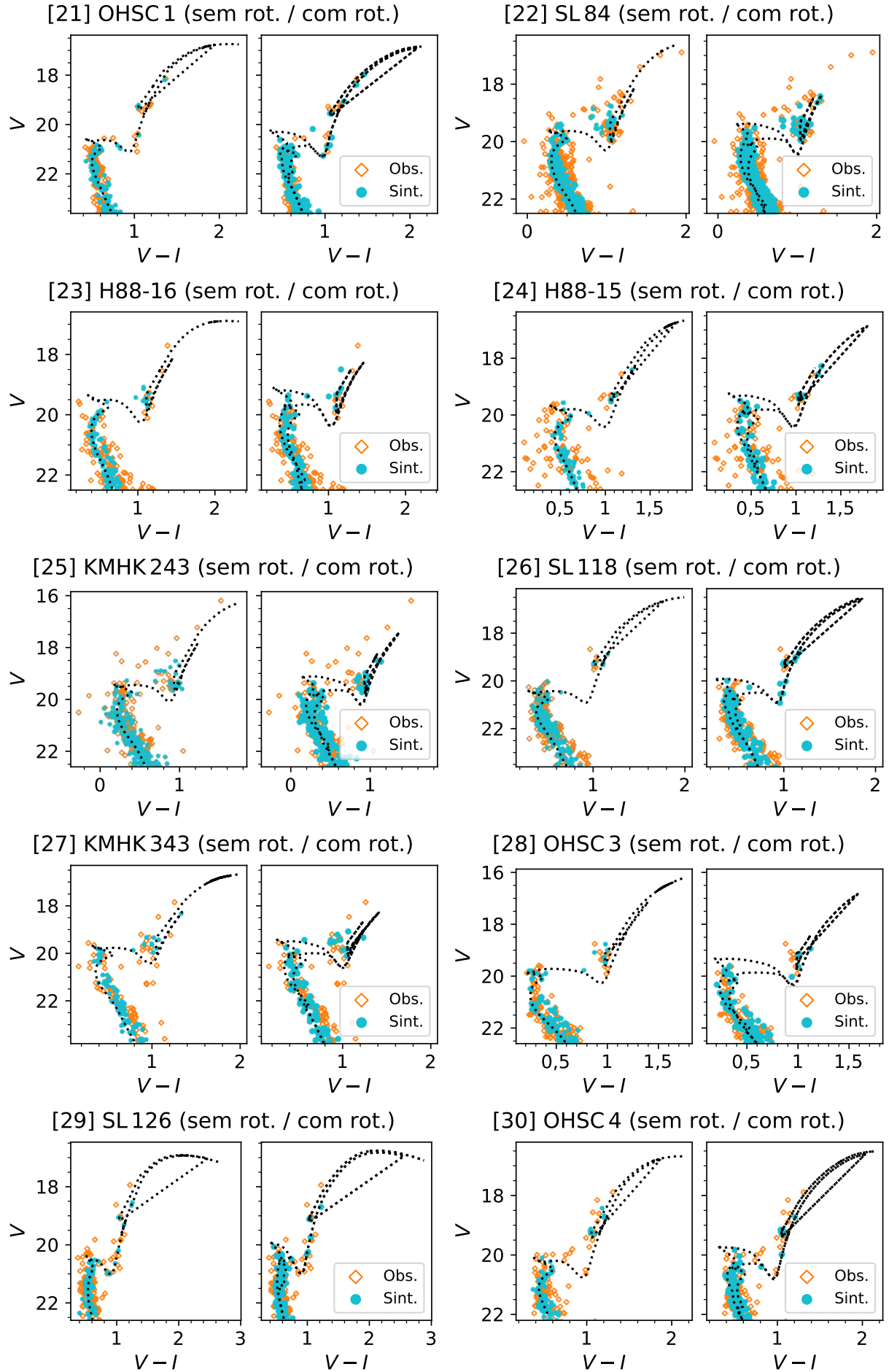
Referência	Resumo
------------	--------

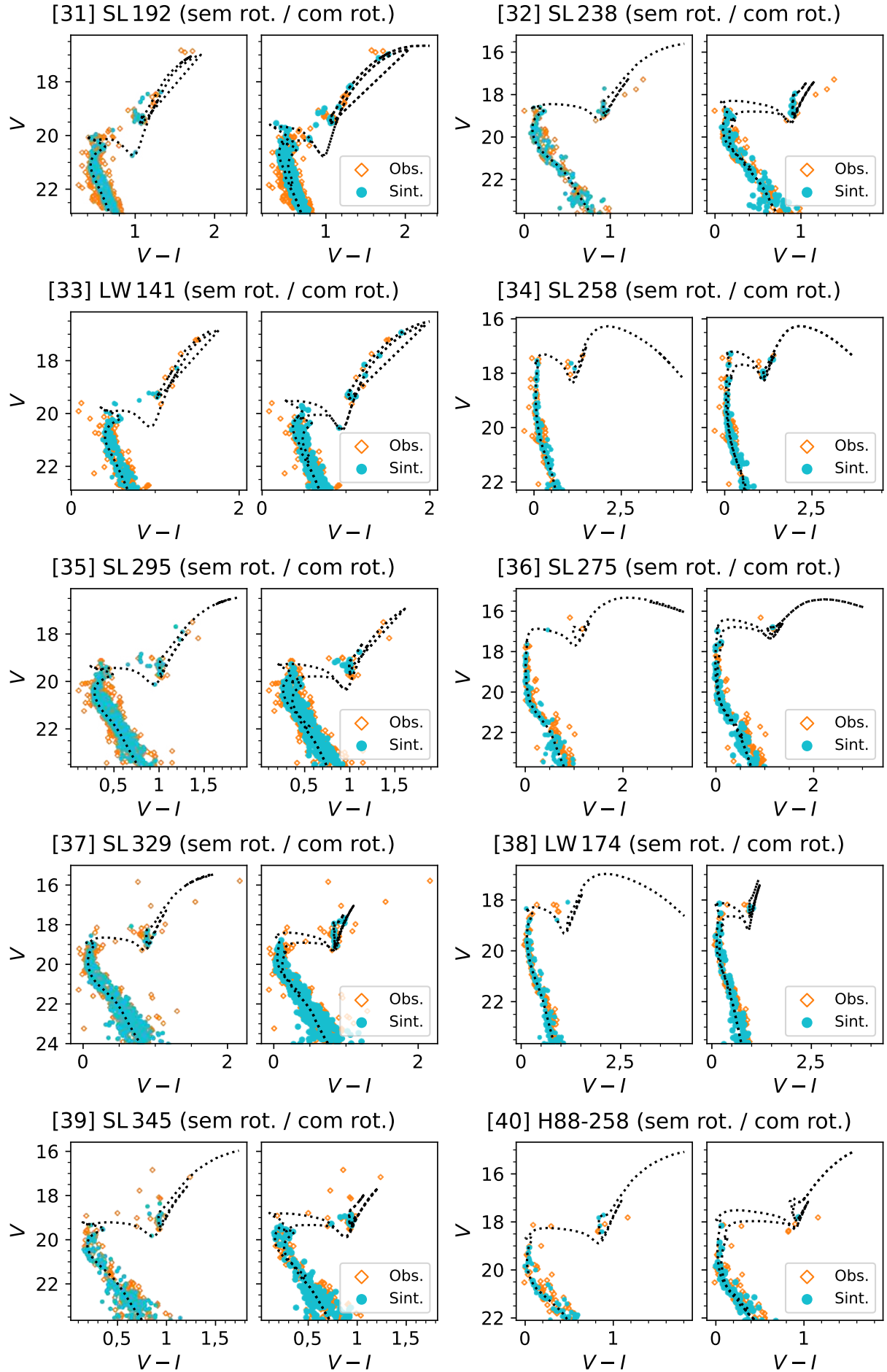
Mateo & Hodge (1986)	Os autores observaram o aglomerado H 4 no telescópio de 4 m do Observatório Interamericano Cerro Tololo (CTIO; Chile) nas bandas R , V , B e U com tempos de exposição (totais) de 1.100 s, 1.400 s, 2.00 s e 1.200 s, respectivamente. Comparando o DCM dos aglomerados com o de outros objetos melhor caracterizados, bem como com isócronas de VandenBerg & Bell (1985), os autores determinam a idade, distância e metalicidade dos aglomerados.
Jones (1987)	Os autores analisam observações fotométricas dos aglomerados NGC 2249 e NGC 2241 feitas nos filtros B e V com o telescópio de 4 m do CTIO. Os tempos de exposição totalizam 1.800 s em ambas as bandas. Comparando o DCM dos aglomerados com o de outros objetos melhor caracterizados, bem como com isócronas originadas dos modelos de Paczynski (1970), os autores determinam a idade, distância e metalicidade dos aglomerados.
Hodge & Flower (1987)	Sete aglomerados das NMs são analisados a partir de observações feitas nos telescópios de 0,9 m e 1,5 m do CTIO. Diferentes métodos são aplicados para determinar a idade dos aglomerados, incluindo comparações com isócronas de VandenBerg & Bell (1985).
Mateo & Hodge (1987)	Trata-se de um trabalho similar a Mateo & Hodge (1986), aplicado ao aglomerado SL 61.
Olszewski et al. (1991)	Os autores apresentam velocidades radiais e metalicidades determinadas a partir de ~ 150 estrelas para ~ 80 aglomerados das NMs no telescópio de 4 m do CTIO.
Geisler et al. (1997)	Observações no telescópio de 0,9 m do CTIO foram feitas para 23 aglomerados nas NMs usando filtros do sistema fotométrico Washington (exposições de ~ 15 minutos no filtro T_1 e ~ 45 minutos no filtro C). Relações empíricas entre as distâncias, em cor e magnitude, entre o PSSP e o AV foram usadas para determinar as idades dos objetos analisados.
Bica et al. (1998)	Consiste de uma extensão do trabalho de Geisler et al. (1997). Metalicidades também são estimadas a partir de relações empíricas relacionadas as cores e magnitudes das estrelas no ramo gigantes vermelhas e no ramo das subgigantes.
Grocholski et al. (2006)	O trabalho traz velocidades radiais e metalicidades para 28 aglomerados utilizando espectros para $\gtrsim 200$ estrelas obtidos com o instrumento FORS2 (Nicklas et al., 1997) no telescópio de 8 m VLT (Chile).
Grocholski et al. (2007)	Observações fotométricas nas bandas J , H e K' são feitas para 17 aglomerados da GNM utilizando o telescópio de 4 m do CTIO, com exposições de 540, 846 s e 846 s, respectivamente. Distâncias são determinadas a partir da magnitude do AV dos aglomerados.
Piatti et al. (2009)	Fotometria nas bandas R (de Kron-Cousins; 600 s) e C (de Washington; 1800 s) foi tomada para cinco aglomerados da GNM nos telescópios de 0,90 m e 1,54 m do CTIO. Parâmetros estruturais foram determinados, bem como idades e metalicidades, a partir de ajuste de isócronas de Padova (Girardi et al., 2002), assumindo um módulo de distância fixo para os aglomerados (de $18,5 \pm 0,1$). Para as idades também foram feitos ajustes empíricos usando as distâncias no DCM entre o PSSP e o AV.
Piatti (2011)	36 aglomerados da GNM foram analisados usando dados de fotometria Washington, obtidos no telescópio de 4 m, Blanco (CTIO) nas bandas C (exposições entre 500 $\sim$ 1.200 s), T_1 (120 $\sim$ 300 s) e T_2 (120 $\sim$ 300 s), com relações empíricas relacionadas às distâncias, em cor e magnitude, entre o AV e o PSSP sendo empregadas para se avaliar suas idades.
Asa'd & Hanson (2012)	Os autores comparam as cores integradas de 84 aglomerados da GNM com modelos de Leitherer et al. (1999) para inferir sua idade.
Piatti (2012b)	Continuação de Piatti (2011) para 26 aglomerados da GNM.
Livanou et al. (2013)	Fotometria no sistema Strömgren foi tomada para 23 aglomerados das NMs. Os objetos da GNM foram observados no telescópio Dinamarquês de 1,54 m no observatório La Silla (Chile) com tempos de exposição entre 30 s e 40 s na banda y , 50 s e 60 s na banda b e 60 s na banda v . Idades e metalicidades foram determinadas via ajuste de isócronas, com diferentes bases de dados sendo empregadas. Metalicidades também foram determinadas usando relações empíricas associadas às cores e magnitudes das estrelas.
Nayak et al. (2016)	Dados do levantamento OGLE-III (Udalski et al., 2008, observações são feitas no telescópio Warwaw de 1,3 m no Observatório Las Campanas, Chile com tempos de exposição de 180 s na banda V e 240 s na banda I) de 1072 aglomerados de estrelas na GNM. Assumindo valores fixos para a distância, metalicidade e extinção interestelar para todos os aglomerados, idades são determinadas a partir da magnitude do PSSP, que é comparada com a de modelos de Marigo et al. (2008). Para tal, o DCM é descontaminado e uma estimativa é feita para a extinção interestelar.

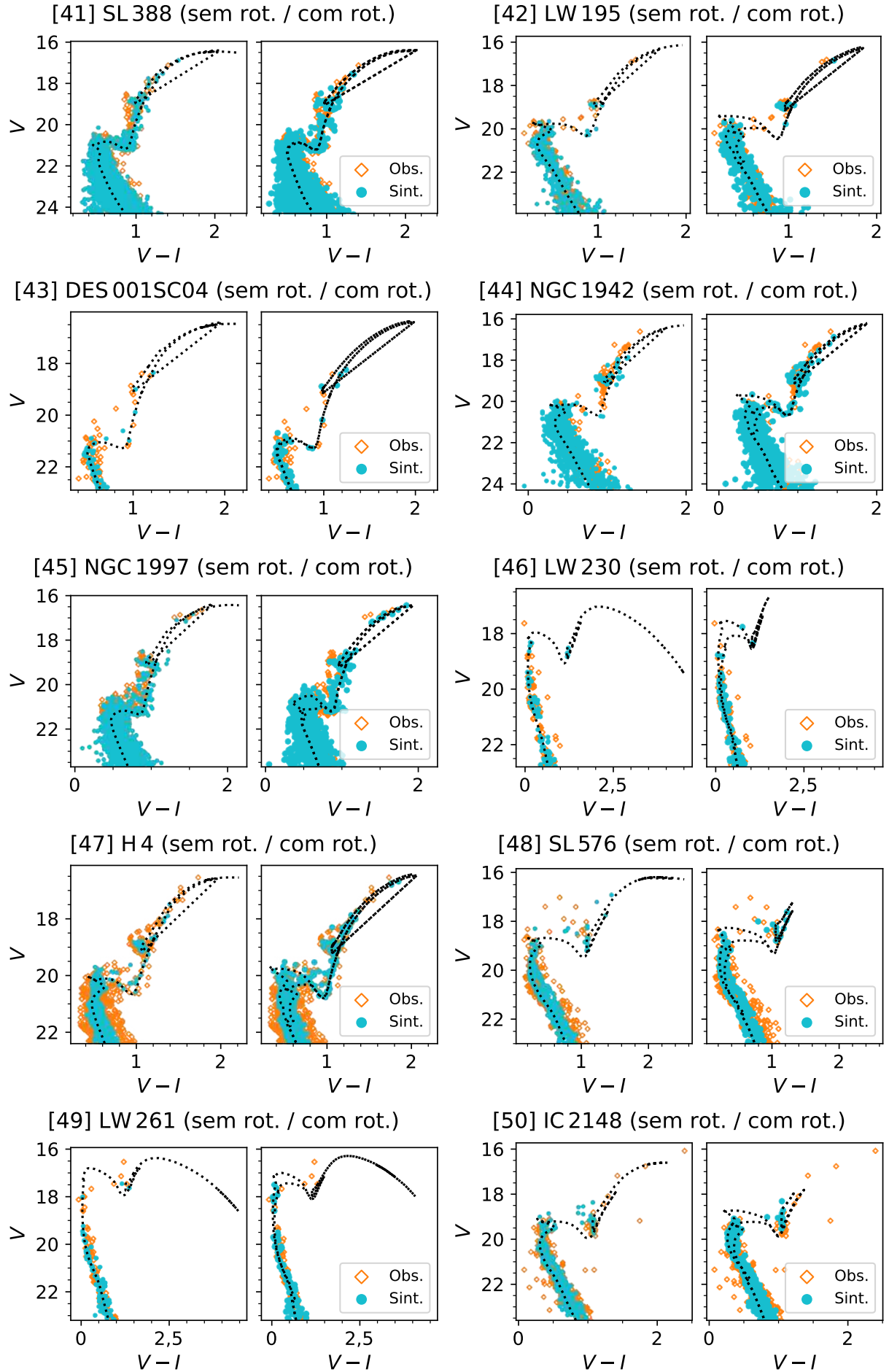
Piatti & Bastian (2016a)	Os autores apresentam um estudo de quatro aglomerados estelares na GNM usando o telescópio de 8 <i>m</i> Gemini Sul nas bandas <i>g</i> (exposições de 330 <i>s</i>) e <i>i</i> (exposições de 310 <i>s</i>). Idades foram determinadas via ajuste de isócronas de Marigo et al. (2008). O trabalho também caracteriza o PSSPe dos aglomerados estudados.
Pierres et al. (2016)	Os autores realizam ajustes de isócronas PARSEC (Bressan et al., 2012) em dados fotométricos do <i>Dark Energy Survey</i> (DES; Colaboração DES, 2005) para 117 aglomerados na região norte da GNM. Os dados foram coletados no telescópio de 4 <i>m</i> Blanco no CTIO, contando com exposições de 90 <i>s</i> nas bandas <i>g</i> , <i>r</i> , <i>i</i> e <i>z</i> e 45 <i>s</i> na banda <i>Y</i> .
Perren et al. (2017)	239 aglomerados das NMs são analisados com ajustes de isócronas PARSEC (Bressan et al., 2012, versão 1,1) feitos usando o código <i>ASTeCA</i> , sobre dados fotométricos nos filtros <i>C</i> e <i>T</i> ₁ (bandas Washington) coletados em diferentes telescópios e com tempos de exposição distintos.
Piatti et al. (2018)	Os autores usaram dados de 17 regiões da GNM observadas usando o telescópio de 4 <i>m</i> Blanco (CTIO) nas bandas <i>C</i> , <i>M</i> e <i>R</i> com exposições entre 80 ~ 420 <i>s</i> , 20 ~ 120 <i>s</i> e 10 ~ 30 <i>s</i> , respectivamente. Idades para 151 aglomerados foram determinadas usando isócronas PARSEC (Bressan et al., 2012).
VISCACHA I	Este é o trabalho introdutório do levantamento VISCACHA que apresenta ajustes de isócronas para nove aglomerados das NMs. Embora os dados utilizados sejam os mesmos empregados neste trabalho, foi feita uma nova descontaminação e a técnica de ajuste de isócronas adotada também foi diferente.
Narloch et al. (2022)	Os autores apresentam idades e metalicidades para 110 aglomerados da GNM, a partir de dados fotométricos nas bandas <i>y</i> , <i>b</i> e <i>v</i> (Strömgren) coletados no telescópio SOAR. Com exposições entre 90 ~ 120 <i>s</i> (banda <i>y</i>), 140 ~ 200 <i>s</i> (banda <i>b</i>) e 350 ~ 500 <i>s</i> (banda <i>v</i>). Metalicidades foram determinadas via relações empíricas das cores e magnitudes das estrelas e idades foram avaliadas via ajuste de isócronas, usando as bases de dado PARSEC+COLIBRI (Bressan et al., 2012; Marigo et al., 2013; Marigo et al., 2017) e Dartmouth (Dotter et al., 2008). Os resultados deste trabalho aparecem na Figura 15.
Gatto et al. (2024b)	Os autores determinaram idades para 25 aglomerados e candidatos a aglomerados nas NMs. Para tal, foi feito ajuste de isócronas PARSEC Bressan et al. (2012) sobre dados do levantamento YMCA (Gatto et al., 2024a, observações feitas no telescópio de 2,6 <i>m</i> VST, no Chile, com exposições longas somando 1.800 ~ 2.000 <i>s</i> na banda <i>g</i> e 1.400 <i>s</i> na banda <i>i</i>).

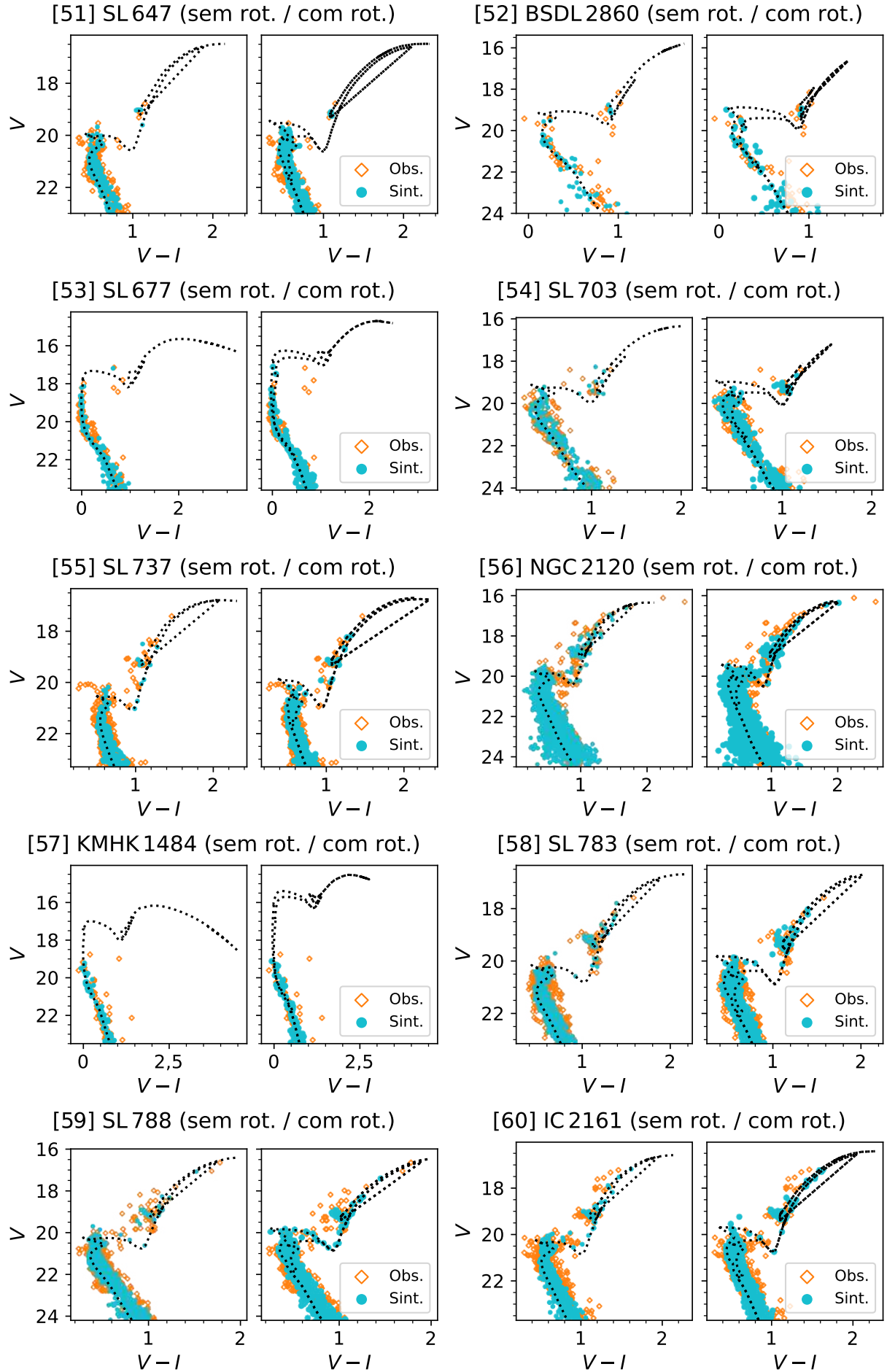


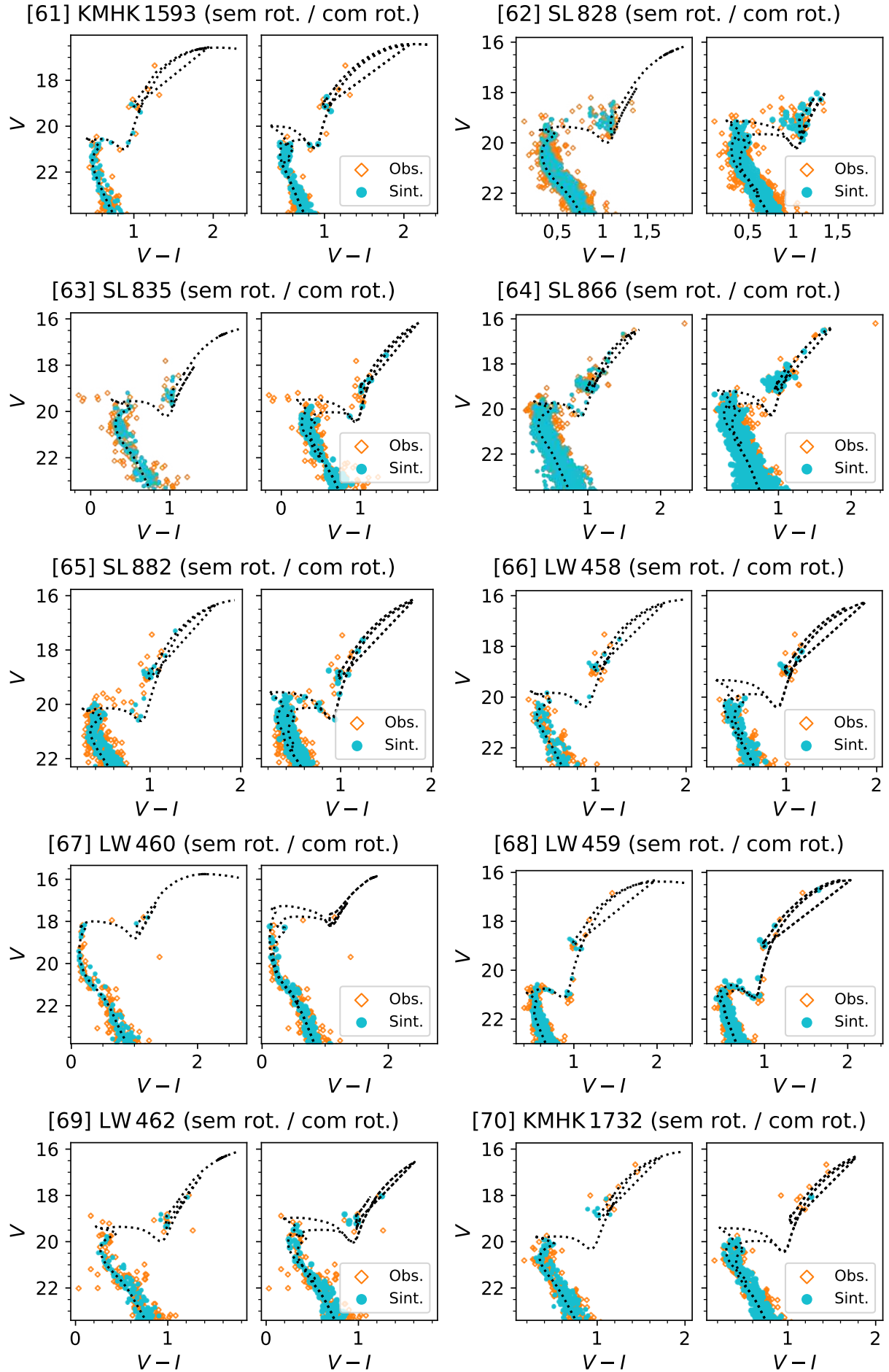


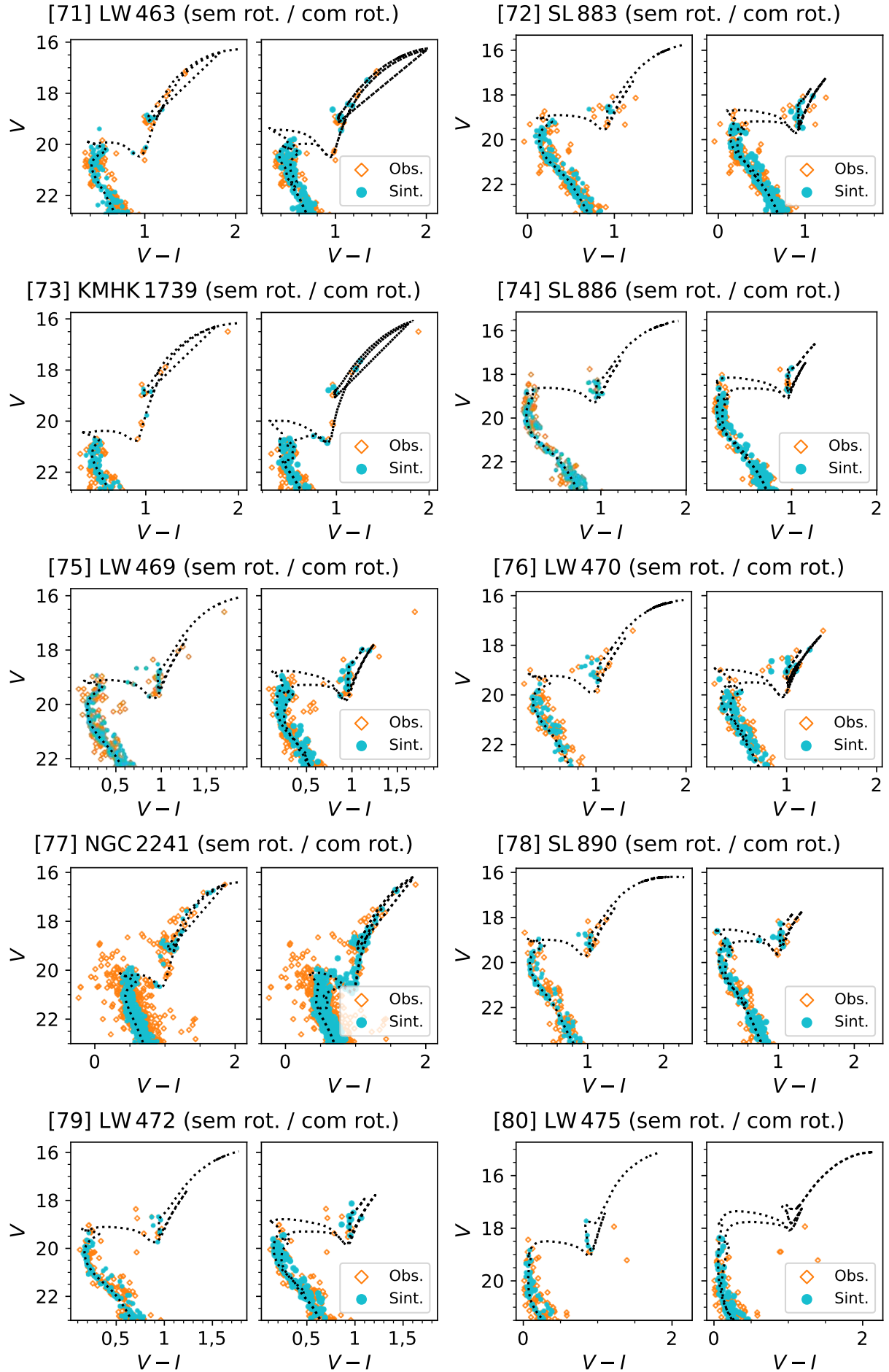












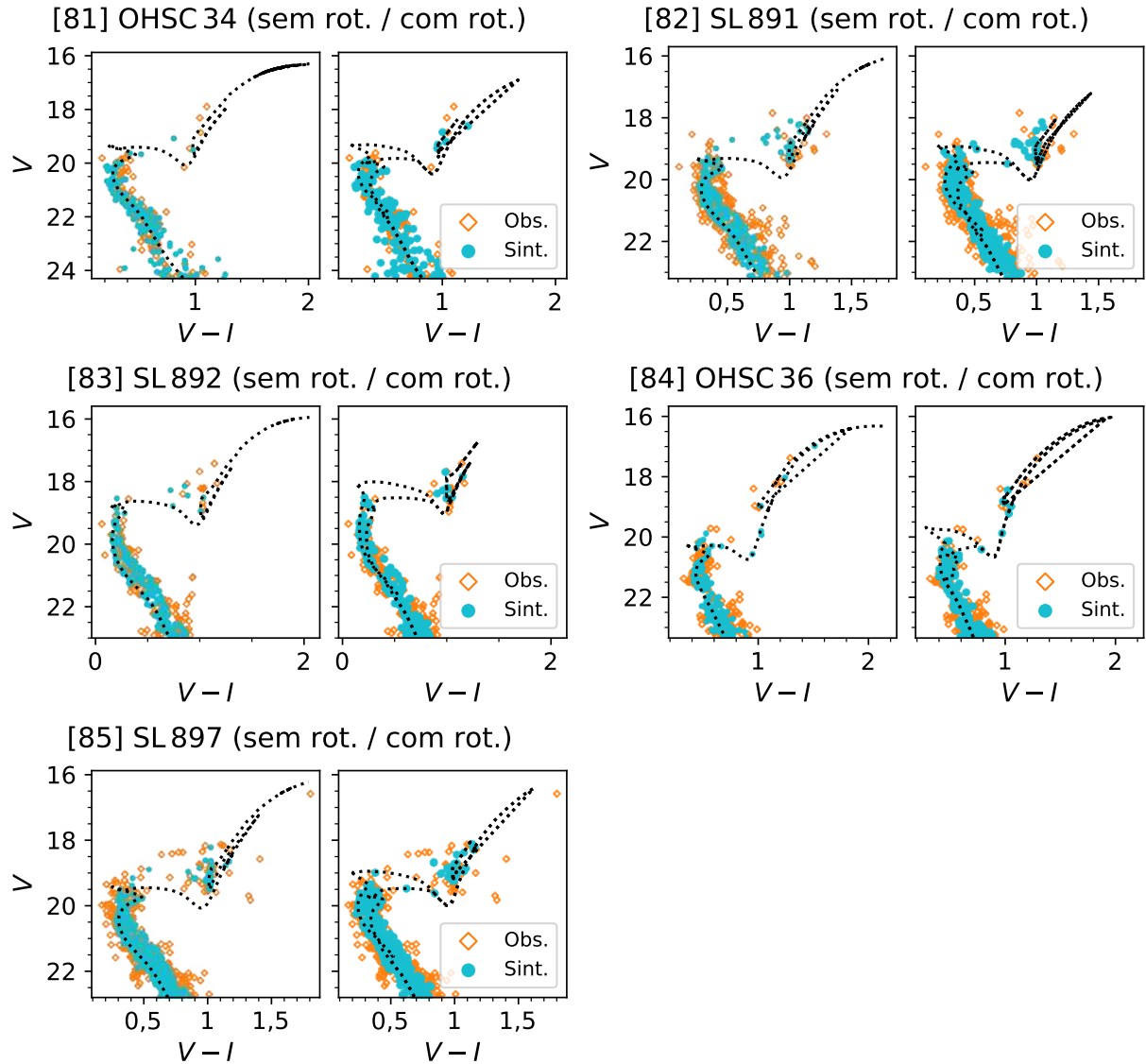


Figura 73 – Cada par de painéis contém o DCM descontaminado para cada aglomerado analisado no Capítulo 4 (diamantes laranja) e o resultado do melhor ajuste obtido com o código SIESTA (círculos ciano) para modelos sem rotação (esquerda; ver Tabela 5) e com rotação inicial $\omega_i = 0.90\omega_c$ (direita; Tabela 6). A isócrona correspondente aos melhores parâmetros é mostrada como a linha pontilhada. Para os resultados com rotação são exibidas as isócronas para ângulos de inclinação de 0° e 90° entre o eixo de rotação da estrela e a linha de visão.

APÊNDICE B – Desenvolvidos matemáticos

O presente Apêndice contém demonstrações e desenvolvimentos matemáticos para algumas das equações e procedimentos apresentados nesta tese.

B.1 Uso da função de massa inicial de Kroupa (2001) como função de densidade de probabilidades

Para produzir DCMs sintéticos, o código **SIESTA** começa pela amostragem de um conjunto de massas iniciais que seguem a FMI de Kroupa (2001) como função de densidade de probabilidades. Este processo é feito em dois estágios. Primeiramente, números pseudoaleatórios são amostrados uniformemente entre 0 e 1. Em seguida, eles são mapeados para uma nova função de densidade de probabilidades, que corresponde a uma versão devidamente normalizada da FMI de Kroupa (2001) (dada pela Equação 3.1), entre um limite inferior de massa m_{inf} e superior m_{sup} . Como discutido no Capítulo 3, tais limites são definidos usando, respectivamente, o limite de magnitude máximo desejado para as estrelas sintéticas e a maior massa disponível na isócrona.

Nesta seção, mostraremos em mais detalhes como esta normalização e mapeamento são feitos.

B.1.1 Normalização da função de massa inicial

Denotemos como $\xi(m_i)$ a versão normalizada da FMI de Kroupa (2001) dada pela Equação 3.1, no intervalo entre m_{inf} e m_{sup} . A condição de normalização é, simplesmente:

$$\int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} \xi(m_i) dm_i = 1. \quad (\text{B.1})$$

Já a forma de $\xi(m_i)$ é idêntica à de $\Xi(m_i)$, contudo, removemos a proporcionalidade e adicionamos coeficientes de normalização a e b :

$$\xi(m_i) \equiv \frac{dN}{dm_i} = \begin{cases} a \cdot m_i^{-1,3} & , \quad 0,08 \leq m_i/M_{\odot} < 0,50; \\ b \cdot m_i^{-2,3} & , \quad m_i/M_{\odot} > 0,5. \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

Note que estamos ignorando a parte do domínio em que $m_i < 0,08 \mathcal{M}_{\odot}$ pois, dado os limites máximos de magnitude para os nossos aglomerados, e o próprio limite inferior das massas das isócronas adotadas, temos, em geral $m_{\text{inf}} > 0,08 \mathcal{M}_{\odot}$.

Devido à mudança de comportamento da FMI de Kroupa (2001) em $0,5 \mathcal{M}_\odot$, para determinar os coeficientes a e b , é preciso considerar três casos separados, a depender dos valores de m_{inf} e m_{sup} .

Caso 1: $m_{\text{inf}} > 0,08 \mathcal{M}_\odot$ e $m_{\text{sup}} \leq 0,5 \mathcal{M}_\odot$

Neste cenário, $\xi(m_i)$ é expresso apenas pela primeira parte da equação B.2, de modo que $b = 0$. Assim, a condição de normalização reduz-se a:

$$\int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} a \cdot m_i^{-1,3} dm_i = 1. \quad (\text{B.3})$$

Resolvendo para a , obtemos:

$$a = 0,3 \left(m_{\text{inf}}^{-0,3} - m_{\text{sup}}^{-0,3} \right)^{-1}. \quad (\text{B.4})$$

Caso 2: $m_{\text{sup}} > m_{\text{inf}} > 0,5 \mathcal{M}_\odot$

Este cenário é similar ao anterior, porém, desta vez, $\xi(m_i)$ é expresso pela segunda parte da equação B.2. Daí segue que $a = 0$ e a condição de normalização fica:

$$\int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} b \cdot m_i^{-2,3} dm_i = 1. \quad (\text{B.5})$$

Resolvendo para b , temos:

$$b = 1,3 \left(m_{\text{inf}}^{-1,3} - m_{\text{sup}}^{-1,3} \right)^{-1}. \quad (\text{B.6})$$

Caso 3: $0,08 \mathcal{M}_\odot \leq m_{\text{inf}} < 0,5 \mathcal{M}_\odot$ e $0,5 \mathcal{M}_\odot < m_{\text{sup}}$

Neste último cenário, nenhum dos coeficientes é nulo. Logo, somente a condição de normalização não é suficiente para determinar a e b . É possível impor outra condição à função de densidade de probabilidades, especificamente, sua continuidade em todo o domínio considerado. Tal condição é imediatamente satisfeita em $m_i < 0,5 \mathcal{M}_\odot$ e $m_i > 0,5 \mathcal{M}_\odot$. Resta avaliar a condição no ponto de mudança de comportamento da FMI de Kroupa (2001):

$$\lim_{m_i \rightarrow 0,5 \mathcal{M}_\odot^+} \xi(m_i) = \lim_{m_i \rightarrow 0,5 \mathcal{M}_\odot^-} \xi(m_i) \Rightarrow a \cdot (0,5 \mathcal{M}_\odot)^{-1,3} = b \cdot (0,5 \mathcal{M}_\odot)^{-2,3} \Rightarrow b = 0,5 \mathcal{M}_\odot \cdot a. \quad (\text{B.7})$$

Daí segue que a condição de normalização fica:

$$\int_{m_{\text{inf}}}^{m_{\text{sup}}} \xi(m_i) dm_i = \int_{m_{\text{inf}}}^{0,5 \mathcal{M}_\odot} a \cdot m_i^{-1,3} dm_i + \int_{0,5 \mathcal{M}_\odot}^{m_{\text{sup}}} b \cdot m_i^{-2,3} dm_i = 1. \quad (\text{B.8})$$

Substituindo B.7 e resolvendo para a obtemos:

$$a = \left[\frac{m_{\text{inf}}^{-0,3} - (0,5 \mathcal{M}_\odot)^{-0,3}}{0,3} + 0,5 \mathcal{M}_\odot \cdot \frac{(0,5 \mathcal{M}_\odot)^{-1,3} - (m_{\text{sup}})^{-1,3}}{1,3} \right]^{-1}. \quad (\text{B.9})$$

B.1.2 Mapeando uma distribuição uniforme em função de densidade de probabilidades qualquer

Uma vez que possuímos a forma normalizada da FMI de Kroupa (2001), expressa por $\xi(m_i)$, podemos usá-la como função de densidade de probabilidades. Na prática, contudo, os geradores de números pseudoaleatórios empregados pelo código **SIESTA** não permitem o uso de funções customizadas para este propósito.

Para contornar isso usaremos um gerador que obedece a uma função de densidades de probabilidades uniforme para gerar um conjunto de números aleatórios entre 0 e 1. Buscaremos, então, uma forma de mapear os números pseudoaleatórios produzidos desta maneira em novos valores, distribuídos de acordo com $\xi(m_i)$. Para tal, seguiremos o formalismo apresentado em Santos Jr & Frogel (1997).

Em suma, imaginemos um número aleatório M , produzido a partir da função de densidade de probabilidades $\xi(m_i)$. Suponhamos que haja uma função $f(M)$, que, para cada valor de M entre m_{inf} e m_{sup} produza um número $X = f(M)$ entre 0 e 1. Em particular, suponhamos, ainda, que $f(m_{\text{inf}}) = 0$ e $f(m_{\text{sup}}) = 1$. Como M é um número aleatório X também o será e, portanto, obedecerá uma função de densidade de probabilidades. Nosso objetivo é escolher a função f que faça com que X siga a distribuição uniforme $\eta(x)$:

$$\eta(x) = \begin{cases} 1 & 0 \leq x \leq 1; \\ 0 & \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

Uma vez determinado f , basta inverter essa função para que possamos mapear as massas em uma distribuição uniforme entre 0 e 1.

Da própria definição de uma função de densidade de probabilidades, sabemos que a probabilidade de encontrar uma massa M , que obedeça $\xi(m_i)$ no intervalo infinitesimal entre M e $M + dM$ é $\xi(M)dM$. Por outro lado, a probabilidade de encontrar um número X , que obedece a função $\eta(x)$, entre X e $X + dX$ é $\eta(X)dX$. Contudo, sabemos que $X = f(M)$, de tal sorte que há uma relação direta entre X e M . Logo, a probabilidade de encontrar os valores correspondentes deve ser a mesma, de onde segue que:

$$\eta(X)dX = \xi(M)dM. \quad (\text{B.11})$$

Substituindo B.10 no lado esquerdo e, lembrando que escolhemos $f(M)$ especificamente para que $X = f(M)$ esteja no intervalo entre 0 e 1 temos que:

$$dX = \xi(M)dM \Rightarrow \int_0^X dx = \int_{m_{\text{inf}}}^M \xi(m_i)dm_i \Rightarrow X \equiv f(M) = \int_{m_{\text{inf}}}^M \xi(m_i)dm_i. \quad (\text{B.12})$$

Observe que o lado direito da equação anterior é, simplesmente, a função de probabilidade cumulativa de $\xi(m_i)$.

Assim, a função de probabilidade cumulativa é, por si só, uma função de densidade de probabilidades uniforme, para números aleatórios entre 0 e 1. Note que este é um

resultado geral, uma vez que nenhuma propriedade de $\xi(m_i)$ foi usada até o momento. Além disso, pelo fato da função cumulativa ser uma função monótona crescente, é assegurado que ela possuirá uma inversa. Deste modo, poderemos encontrar a função f^{-1} que, aplicada a números pseudoaleatórios X , gerados uniformemente entre 0 e 1, produzirá valores de massa $M = f^{-1}(X)$ distribuídos conforme $\xi(m)$ no intervalo de m_{inf} até m_{sup} .

B.1.3 Mapeando uma distribuição uniforme à função de massa inicial

Para avaliar a forma exata de $M = f^{-1}(X)$, precisamos substituir B.2 em B.12 e, depois, inverter o resultado. Novamente, devido à mudança de comportamento de $\xi(m_i)$ em $0,5 \mathcal{M}_{\odot}$ faremos a separação em três casos, substituindo os coeficientes dados por B.4, B.6, B.8 e B.9 conforme cada cenário. Por simplicidade, omitiremos a função f fazendo: $X(M) \equiv f(X)$ e $M(X) \equiv f^{-1}(M)$.

Caso 1: $m_{\text{inf}} > 0,08 \mathcal{M}_{\odot}$ e $m_{\text{sup}} \leq 0,5 \mathcal{M}_{\odot}$

No primeiro caso, temos:

$$X(M) = \int_{m_{\text{inf}}}^M a \cdot m_i^{-1,3} dm_i = 0,3 \left(m_{\text{inf}}^{-0,3} - m_{\text{sup}}^{-0,3} \right)^{-1} \int_{m_{\text{inf}}}^M m_i^{-1,3} dm_i. \quad (\text{B.13})$$

Resolvendo a integral obtemos o resultado:

$$X(M) = \frac{m_{\text{inf}}^{-0,3} - M^{-0,3}}{m_{\text{inf}}^{-0,3} - m_{\text{sup}}^{-0,3}}. \quad (\text{B.14})$$

Invertendo:

$$M(X) = \left[m_{\text{inf}}^{-0,3} - \left(m_{\text{inf}}^{-0,3} - m_{\text{sup}}^{-0,3} \right) \cdot X \right]^{-\frac{1}{0,3}} \quad (\text{B.15})$$

Caso 2: $m_{\text{sup}} > m_{\text{inf}} > 0,5 \mathcal{M}_{\odot}$

De maneira similar ao caso anterior, a Equação B.12 fica:

$$X(M) = \int_{m_{\text{inf}}}^M b \cdot m_i^{-2,3} dm_i = 1,3 \left(m_{\text{inf}}^{-1,3} - m_{\text{sup}}^{-1,3} \right)^{-1} \int_{m_{\text{inf}}}^M m_i^{-2,3} dm_i, \quad (\text{B.16})$$

o que resulta em:

$$X(M) = \frac{m_{\text{inf}}^{-1,3} - M^{-1,3}}{m_{\text{inf}}^{-1,3} - m_{\text{sup}}^{-1,3}}, \quad (\text{B.17})$$

de onde segue que:

$$M(X) = \left[m_{\text{inf}}^{-1,3} - \left(m_{\text{inf}}^{-1,3} - m_{\text{sup}}^{-1,3} \right) \cdot X \right]^{-\frac{1}{1,3}} \quad (\text{B.18})$$

Caso 3: $0,08 \mathcal{M}_{\odot} \leq m_{\text{inf}} < 0,5 \mathcal{M}_{\odot}$ e $0,5 \mathcal{M}_{\odot} < m_{\text{sup}}$

Para o caso intermediário, a integral fica mais complexa:

$$X(M) = \int_{m_{\text{inf}}}^M \xi(m_i) dm_i = \int_{m_{\text{inf}}}^{0,5 \mathcal{M}_{\odot}} a \cdot m_i^{-1,3} dm_i + \int_{0,5 \mathcal{M}_{\odot}}^M b \cdot m_i^{-2,3} dm_i = 1. \quad (\text{B.19})$$

Usando que $b = 0,5 \mathcal{M}_\odot \cdot a$ e resolvendo as integrais, temos:

$$X(M) = a \left[\frac{m_{\text{inf}}^{-0,3} - (0,5 \mathcal{M}_\odot)^{-0,3}}{0,3} + 0,5 \mathcal{M}_\odot \cdot \frac{(0,5 \mathcal{M}_\odot)^{-1,3} - (M)^{-1,3}}{1,3} \right] \quad (\text{B.20})$$

Finalmente, podemos inverter para encontrar:

$$M(X) = \left[(0,5 \mathcal{M}_\odot)^{-1,3} + \frac{1,3}{0,5 \mathcal{M}_\odot} \left(\frac{m_{\text{inf}}^{-0,3} - (0,5 \mathcal{M}_\odot)^{-0,3}}{0,3} - \frac{X}{a} \right) \right]^{-\frac{1}{1,3}} \quad (\text{B.21})$$

Deixaremos, por simplicidade, esta solução com o coeficiente a implícito. Seu valor é dado pela Equação B.9.

B.1.4 Sumário

Com base nos desenvolvimentos expostos nesta Seção, demonstramos que é possível usar uma função de densidade de probabilidades uniforme entre 0 e 1 para gerar, numericamente, um conjunto de números pseudoaleatórios X . Em seguida, aplicando as equações de transformação a seguir:

$$M = \begin{cases} \left[m_{\text{inf}}^{-0,3} - (m_{\text{inf}}^{-0,3} - m_{\text{sup}}^{-0,3}) \cdot X \right]^{-\frac{1}{0,3}} & , \quad m_{\text{inf}} > 0,08 \mathcal{M}_\odot \text{ e } m_{\text{sup}} \leq 0,5 \mathcal{M}_\odot; \\ \left[(0,5 \mathcal{M}_\odot)^{-1,3} + \frac{1,3}{0,5 \mathcal{M}_\odot} \left(\frac{m_{\text{inf}}^{-0,3} - (0,5 \mathcal{M}_\odot)^{-0,3}}{0,3} - \frac{X}{a} \right) \right]^{-\frac{1}{1,3}} & , \quad 0,08 \mathcal{M}_\odot \leq m_{\text{inf}} < 0,5 \mathcal{M}_\odot \text{ e } 0,5 \mathcal{M}_\odot < m_{\text{sup}}; \\ \left[m_{\text{inf}}^{-1,3} - (m_{\text{inf}}^{-1,3} - m_{\text{sup}}^{-1,3}) \cdot X \right]^{-\frac{1}{1,3}} & , \quad m_{\text{sup}} > m_{\text{sup}} > 0,5 \mathcal{M}_\odot. \end{cases} \quad (\text{B.22})$$

com a dado por B.9, o resultado será um conjunto de números aleatórios M , distribuídos de acordo com a FMI de Kroupa (2001) normalizada, no intervalo de m_{inf} até m_{sup} . Estes valores, portanto, podem ser utilizados como massas iniciais sintéticas para a produção de estrelas artificiais pelo código SIESTA.

B.2 A função de verossimilhança de Tremmel et al. (2013)

A função de verossimilhança é peça chave da operação do código SIESTA, permitindo encontrar o conjunto de parâmetros que produzem um DCM representativo do observado para um dado aglomerado. Esta função, expressa pela Equação 3.7, foi definida em Tremmel et al. (2013) para a comparação matemática entre modelos de morfologias de galáxias com observações. Embora o contexto seja diferente do empregado nesta tese, o princípio básico, que é a comparação entre os número de contagens de dados empíricos e artificiais, é o mesmo. No presente Apêndice demonstraremos como expressão pode ser obtida, em um contexto mais geral.

Imaginemos, para isso, que, de um dado experimento ou observação que envolve contagens, tenhamos obtido um valor o . Em termos do presente trabalho, esta situação se refere à contar o número de estrelas membro observadas para um aglomerado em um

certo intervalo de cores e magnitudes, dado pela posição e dimensão de uma certa célula no diagrama de Hess.

Imaginemos, ainda, que, de uma simulação teórica para o experimento anterior, tenhamos obtido uma previsão de t contagens. Suponhamos também que o valor t resulta de algum processo de amostragem e, portanto, é, um número aleatório da mesma forma que o . Caso fosse possível fazer várias simulações, com os mesmos parâmetros, obteríamos diversos valores para t e seria possível avaliar sua função de densidade de probabilidades. Junto com ela, poderíamos avaliar o valor esperado para aquele conjunto de parâmetros, o que denotaremos λ .

Como experimentos independentes de contagens que ocorrem com os mesmos parâmetros obedecem uma distribuição de Poisson, segue que, a probabilidade de se obter um valor t de uma simulação é:

$$p(t|\lambda) = \frac{\lambda^t \cdot e^{-\lambda}}{t!}. \quad (\text{B.23})$$

Novamente, no contexto do código **SIESTA**, as simulações correspondem à geração dos DCMs sintéticos, sobre os quais são avaliados diagramas de Hess para contar o número de estrelas esperado de uma certa idade, metalicidade, distância, excesso de cor e fração de binárias. Ainda que geremos dados sintéticos com um grande número de estrelas, com o intuito de reduzir os efeitos estocásticos, como as simulações são feitas com um número finito de estrelas artificiais, o número de estrelas que obtemos para cada célula do diagrama de Hess é, formalmente, um número aleatório.

Imaginemos, como frequentemente ocorre, que não é viável realizar várias repetições das observações a ponto de se determinar λ e que queiramos, portanto, avaliar a probabilidade $p(o|t)$, isto é, a probabilidade de que obtenhamos o contagens dado que, de um experimento com um certo conjunto de parâmetros tenhamos medido t contagens. Podemos expressar esta probabilidade como função do valor médio desconhecido λ , desde que integremos sobre todos os valores possíveis:

$$p(o|t) = \int_0^{+\infty} p(o|\lambda)p(\lambda|o)d\lambda. \quad (\text{B.24})$$

O primeiro termo $p(o|\lambda)$, é a probabilidade de se obter o contagens de um experimento, dado que o valor esperado é λ . De modo análogo a $p(t|\lambda)$ (Equação B.23), ele deve seguir uma distribuição de Poisson:

$$p(o|\lambda) = \frac{\lambda^o \cdot e^{-\lambda}}{o!}. \quad (\text{B.25})$$

Já para o segundo termo, podemos reescrevê-lo usando o teorema de Bayes:

$$p(\lambda|t) = \frac{p(t|\lambda) \cdot p(\lambda)}{p(t)} \propto p(t|\lambda) \cdot p(\lambda). \quad (\text{B.26})$$

O termo $p(t|\lambda)$ é a própria Equação B.23. Já $p(\lambda)$ atua como um *prior*, para o qual usaremos um *prior* de Jeffreys:

$$p(\lambda) \propto \lambda^{-\frac{1}{2}}. \quad (\text{B.27})$$

Este é um tipo de *prior* não informativo e invariável às transformações de coordenadas. A nota de rodapé 10 de Tremmel et al. (2013) discute outras escolhas de *prior* para λ e argumenta o porquê deste ser o mais adequado.

Voltando à equação B.26 obtemos que:

$$p(\lambda|t) \propto \frac{\lambda^t \cdot e^{-\lambda}}{t! \cdot \lambda^{\frac{1}{2}}} = a \frac{\lambda^t \cdot e^{-\lambda}}{t! \cdot \lambda^{\frac{1}{2}}}, \quad (\text{B.28})$$

sendo a uma constante de normalização, que podemos obter exigindo que:

$$\int_0^{+\infty} p(\lambda|t) d\lambda = 1 \Rightarrow a \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^t \cdot e^{-\lambda}}{t! \cdot \lambda^{\frac{1}{2}}} d\lambda = 1. \quad (\text{B.29})$$

Solucionando a integral e invertendo para a temos:

$$a = \frac{t!}{\Gamma(\frac{1}{2} + t)}. \quad (\text{B.30})$$

Inserindo em B.28 obtemos, enfim:

$$p(\lambda|t) = \frac{\lambda^t \cdot e^{-\lambda}}{\Gamma(\frac{1}{2} + t) \cdot \lambda^{\frac{1}{2}}}. \quad (\text{B.31})$$

Substituindo B.25 e B.31 em B.24 temos:

$$p(o|t) = \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^{t+o} \cdot e^{-2\lambda}}{o! \cdot \Gamma(t + \frac{1}{2}) \cdot \lambda^{\frac{1}{2}}} d\lambda = \frac{1}{\Gamma(1+o) \cdot \Gamma(\frac{1}{2} + t)} \int_0^{+\infty} \frac{\lambda^{t+o} \cdot e^{-2\lambda}}{\lambda^{\frac{1}{2}}} d\lambda, \quad (\text{B.32})$$

sendo que, da primeira igualdade para a segunda, apenas retiramos os termos que não dependem de λ e usamos a propriedade da função gama que: $\Gamma(o') = (o-1)! \rightarrow o! = \Gamma(o+1)$. Resolvendo a integral, obtemos, finalmente:

$$p(o|t) = \frac{\Gamma(\frac{1}{2} + o + t)}{2^{\frac{1}{2}+o+t} \Gamma(1+o) \cdot \Gamma(\frac{1}{2} + t)}. \quad (\text{B.33})$$

Trazendo para o contexto específico deste trabalho, temos que o equivale à $n_{\text{cor,mag}}^{\text{obs}}$ e t corresponde a $n_{\text{cor,mag}}^{\text{sint}}$. Fazendo estas substituições, vemos que a Equação B.33 é idêntica à Equação 3.7, concluindo esta demonstração.

B.3 Transformações de coordenadas

Na Seção 4.4, avaliamos a distribuição espacial dos aglomerados em um sistema de coordenadas cartesiano cujo plano x_p, y_p era paralelo ao plano da galáxia e o eixo z_p correspondia ao eixo normal ao plano. Inicialmente, porém, dispúnhamos apenas das coordenadas angulares destes objetos na esfera celeste e da sua distância, determinada com o código **SIESTA**. Assim, para expressar as posições dos aglomerados no sistema x_p, y_p, z_p é necessário conhecer as equações de transformação entre estes sistemas, que descreveremos na presente seção.

B.3.1 Definição de um sistema cartesiano simples

Um sistema de coordenadas usual para expressar as posições de objetos na esfera celeste, é o sistema equatorial, expresso pelos ângulos ascensão reta (α) e declinação (δ) usados extensivamente ao longo desta tese. De maneira simples, o sistema tem origem no baricentro do sistema solar, com a declinação sendo medida desde o equador celeste (extensão do equador terrestre, i.e., plano ortogonal ao seu eixo de rotação). Seu valor é positivo na direção do polo norte celeste (PNC) e negativo na direção do polo sul.

Já a ascensão reta é medida ao longo do equador no sentido da regra da mão direita em relação ao eixo origem-PNC e saindo do ponto vernal, i.e., a interseção entre o equador e a eclíptica correspondente ao equinócio de março. Definições mais formais podem ser estabelecidas, como escolhendo épocas específicas para se definir as posições da origem do sistema, do ponto vernal e do equador celeste¹.

De posse das coordenadas α e δ , a posição de um objeto é especificada na esfera celeste. Para definir, completamente, a sua posição tridimensional, necessitamos, ainda, conhecer a sua distância d . Embora seja possível especificar unicamente cada posição no espaço fornecendo os valores de (α, δ, d) , é conveniente, em alguns casos, expressar as coordenadas em um sistema cartesiano.

Definimos um sistema inicial, cujas coordenadas denominaremos como $(x_{\odot}, y_{\odot}, z_{\odot})$:

- **Origem:** a mesma do sistema equatorial;
- **Eixo $x_{\odot}$:** na direção do ponto vernal;
- **Eixo $z_{\odot}$:** na direção do PNC.

O eixo $y_{\odot}$, neste caso, é definido pela operação unitária $\hat{z}_{\odot} \times \hat{x}_{\odot} = \hat{y}_{\odot}$.

A Figura 74a ilustra os dois sistemas de coordenadas. A relação entre eles pode ser obtida através de operações trigonométricas simples:

$$\begin{aligned} x_{\odot} &= d \cos \delta \cos \alpha, \\ y_{\odot} &= d \cos \delta \sin \alpha, \\ z_{\odot} &= d \sin \delta. \end{aligned} \tag{B.34}$$

B.3.2 Translação do sistema para o centro da Grande Nuvem de Magalhães

Para análise dos aglomerados da GNM será mais conveniente deslocar a origem do sistema de coordenadas para o centro da galáxia. Neste caso, seja $(\alpha_{\text{GNM}}, \delta_{\text{GNM}}, d_{\text{GNM}})$ a

¹ Ver, por exemplo, a resolução A.4 do Grupo de Trabalho em Sistemas de Referências da União Astronômica Internacional, de 1991, disponível em <https://iaustaging.imisccloud.com/Iau/Iau/Publications/List-of-Resolutions.aspx> (acesso em 3 de junho de 2025) que define o que se chama hoje de Sistema Internacional de Referências Celestes (ou ICRS).

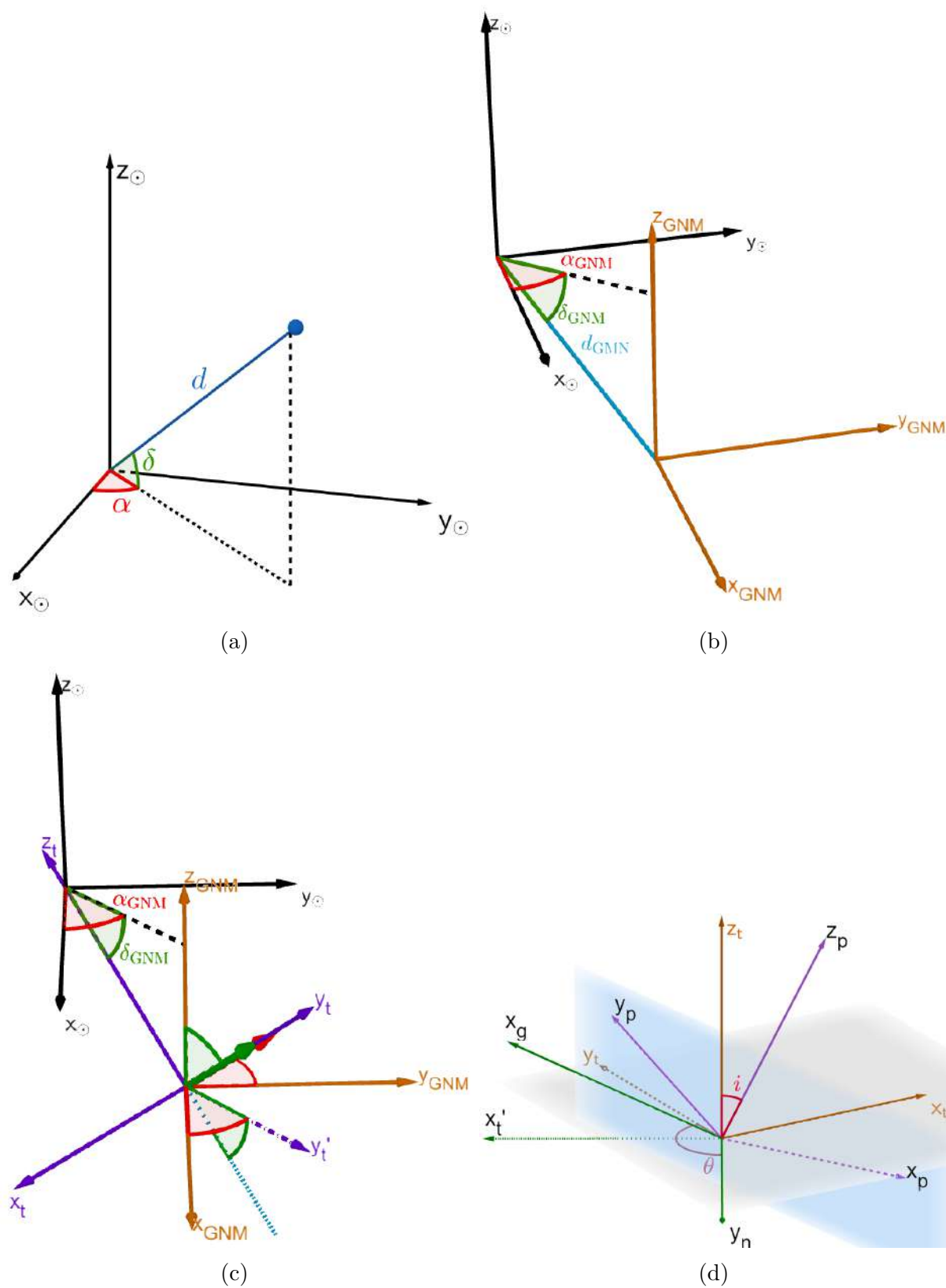


Figura 74 – Representação dos sistemas de coordenadas discutidos na Seção B.3.

ascensão reta, declinação e distância heliocêntrica da GNM, respectivamente. No sistema $(x_{\odot}, y_{\odot}, z_{\odot})$ as coordenadas da galáxia podem ser obtidas aplicando diretamente a Equação B.34.

$$\begin{aligned} x_{\odot, \text{GNM}} &= d_{\text{GNM}} \cos \delta_{\text{GNM}} \cos \alpha_{\text{GNM}}, \\ y_{\odot, \text{GNM}} &= d_{\text{GNM}} \cos \delta_{\text{GNM}} \sin \alpha_{\text{GNM}}, \\ z_{\odot, \text{GNM}} &= d_{\text{GNM}} \sin \delta_{\text{GNM}}. \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

Desejamos definir, então, um novo sistema de coordenadas, $(x_{\text{GNM}}, y_{\text{GNM}}, z_{\text{GNM}})$ cuja origem está no centro da GNM. Para isso, devemos aplicar uma translação nas coordenadas $(x_{\odot}, y_{\odot}, z_{\odot})$, ilustrada na Figura 74b. Na figura, para fins de visualização, não foram usados os valores de α_{GNM} ou δ_{GNM} , mas o sistema transladado foi posicionado no mesmo octante em que ele apareceria caso valores realistas fossem aplicados.

A operação de translação é relativamente simples:

$$\begin{aligned} x_0 &= x_{\odot} - x_{\odot, \text{GNM}}, & x_0 &= d \cos \delta \cos \alpha - d_{\text{GNM}} \cos \delta_{\text{GNM}} \cos \alpha_{\text{GNM}}, \\ y_0 &= y_{\odot} - y_{\odot, \text{GNM}}, & y_0 &= d \cos \delta \sin \alpha - d_{\text{GNM}} \cos \delta_{\text{GNM}} \sin \alpha_{\text{GNM}}, \\ z_0 &= z_{\odot} - z_{\odot, \text{GNM}}, & z_0 &= d \sin \delta - d_{\text{GNM}} \sin \delta_{\text{GNM}}. \end{aligned} \quad (\text{B.36})$$

B.3.3 Rotação do sistema de acordo com a esfera celeste

Em Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022), a geometria da GNM é avaliada utilizando distâncias determinadas para estrelas do AV. Nestes trabalhos, as coordenadas são expressas em um sistema cartesiano centrado na GNM, mas com eixos em orientações diferentes do sistema $(x_{\text{GNM}}, y_{\text{GNM}}, z_{\text{GNM}})$. Denominaremos este sistema como (x_t, y_t, z_t) e ele possuias seguintes características:

- **Origem:** no centro da GNM;
- **Eixo x_t :** ortogonal à linha de visão, antiparalelo à direção de crescimento da ascensão reta no centro da GNM;
- **Eixo y_t :** ortogonal à linha de visão celeste, paralelo à direção de crescimento declinação no centro da GNM;
- **Eixo z_t :** ortogonal à esfera celeste, apontando na direção do sistema solar.

Desta forma, o plano $x_t y_t$ seria tangente à esfera celeste, considerando seu raio igual à distância do centro da GNM e o eixo z_t seria paralelo à direção da linha de visão.

Para produzir este sistema, será útil empregar um formalismo de matrizes de rotação, R_x , R_y e R_z , definidas para um ângulo ψ como:

$$R_x(\psi) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \psi & \sin \psi \\ 0 & -\sin \psi & \cos \psi \end{bmatrix}, \quad R_y(\psi) = \begin{bmatrix} \cos \psi & 0 & -\sin \psi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \psi & 0 & \cos \psi \end{bmatrix}, \quad R_z(\psi) = \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ -\sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (\text{B.37})$$

Para compreender sua aplicação, imaginemos um sistema cartesiano qualquer (x, y, z) . Se desejamos produzir um sistema (x, y', z') de coordenadas no qual os novos eixos y' e z' correspondem aos originais (y e z , respectivamente) rotacionados de um ângulo ψ seguindo a regra da mão direita em relação ao eixo x , então, basta escrever:

$$\begin{pmatrix} x \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = R_x(\psi) \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (\text{B.38})$$

A mesma lógica se aplica às matrizes R_y e R_z .

A Figura 74c mostra a orientação desse novo sistema de coordenadas, em relação aos definidos anteriormente. Além disso, indicamos com os vetores vermelho e verde a direção do crescimento da ascensão reta e da declinação, nas coordenadas do centro da GNM (lembramos que a declinação cresce na direção do PNC, apesar da GNM estar no hemisfério sul). Destacamos também outras aparições dos ângulos α_{GNM} e δ_{GNM} entre os eixos de interesse.

Para transformar o sistema $(x_{\text{GNM}}, y_{\text{GNM}}, z_{\text{GNM}})$ em (x_t, y_t, z_t) , no formalismo das matrizes de rotação, serão necessárias duas aplicações. A primeira, consiste em realizar uma rotação ao redor do eixo z_{GNM} de $-(90^\circ - \alpha_{\text{GNM}}) = \alpha_{\text{GNM}} - 90^\circ$. Desta forma, alinha-se o eixo x_{GNM} com o eixo x_t . Já o eixo y_t será movido para o eixo y'_t . Concluimos, então, a transformação aplicando uma nova rotação, ao redor do eixo x_t de $(90^\circ - |\delta_{\text{GNM}}|) = \delta_{\text{GNM}} + 90^\circ$, considerando que $\delta_{\text{GNM}} < 0^\circ$, de modo que $z_{\text{GNM}} \rightarrow z_t$ e $y'_t \rightarrow y_t$.

Operacionalmente:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_t \\ y_t \\ z_t \end{pmatrix} &= R_x(\delta_{\text{GNM}} + 90^\circ) R_z(\alpha_{\text{GNM}} - 90^\circ) \begin{pmatrix} x_{\text{GNM}} \\ y_{\text{GNM}} \\ z_{\text{GNM}} \end{pmatrix}, \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\sin \delta_{\text{GNM}} & +\cos \delta_{\text{GNM}} \\ 0 & -\cos \delta_{\text{GNM}} & -\sin \delta_{\text{GNM}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin \alpha_{\text{GNM}} & -\cos \alpha_{\text{GNM}} & 0 \\ \cos \alpha_{\text{GNM}} & \sin \alpha_{\text{GNM}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x_{\text{GNM}} \\ y_{\text{GNM}} \\ z_{\text{GNM}} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (\text{B.39})$$

onde usamos que $\sin(90^\circ \pm \psi) = \cos \psi$ e $\cos(90^\circ \psi \pm \psi) = \mp \sin \psi$. Desenvolvendo, obtemos:

$$\begin{aligned} x_t &= x_{\text{GNM}} \sin \alpha_{\text{GNM}} - y_{\text{GNM}} \cos \alpha_{\text{GNM}}, \\ y_t &= -x_{\text{GNM}} \sin \delta_{\text{GNM}} \cos \alpha_{\text{GNM}} - y_{\text{GNM}} \sin \delta_{\text{GNM}} \sin \alpha_{\text{GNM}} + z_{\text{GNM}} \cos \delta_{\text{GNM}}, \\ z_t &= -x_{\text{GNM}} \cos \delta_{\text{GNM}} \cos \alpha_{\text{GNM}} - y_{\text{GNM}} \cos \delta_{\text{GNM}} \sin \alpha_{\text{GNM}} - z_{\text{GNM}} \sin \delta_{\text{GNM}}. \end{aligned} \quad (\text{B.40})$$

É mais conveniente expressar as coordenadas do sistema (x_t, y_t, z_t) diretamente em função dos observáveis para os aglomerados, isto é, suas coordenadas celestes α e δ , bem como pela sua distância d . Para isso, substituímos a Equação B.36 na expressão anterior e

fazemos as simplificações necessárias, de modo a obter:

$$\begin{aligned} x_t &= -d \cos \delta \sin(\alpha - \alpha_{\text{GNM}}), \\ y_t &= d \sin \delta \cos \delta_{\text{GNM}} - d \cos \delta \sin \delta_{\text{GNM}} \cos(\alpha - \alpha_{\text{GNM}}), \\ z_t &= d_{\text{GNM}} - d \sin \delta \sin \delta_{\text{GNM}} - d \cos \delta \cos \delta_{\text{GNM}} \cos(\alpha - \alpha_{\text{GNM}}). \end{aligned} \quad (\text{B.41})$$

Esta expressão é equivalente à Equação 1 de Choi et al. (2018a).

B.3.4 Rotação do sistema de acordo com o plano da Grande Nuvem de Magalhães

O sistema (x_t, y_t, z_t) , que acabamos de definir, é orientado em relação ao plano tangente à esfera celeste, no centro da GNM. Sabemos, porém, que o plano da GNM possui uma leve inclinação. Para expressarmos as posições dos aglomerados investigados nesta tese, é mais informativo usar um sistema de coordenadas orientado de acordo com o plano da galáxia.

Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022) expressam a orientação do plano da GNM em termos de um ângulo de posição θ da linha dos nodos, isto é, da interseção entre o plano da galáxia e o plano tangente à esfera celeste (correspondente ao plano $x_t y_t$) e da inclinação i entre estes planos. É possível usar estes dois ângulos para rotacionar novamente o sistema de coordenadas, definindo um novo sistema (x_g, y_n, z_p) , no qual o plano $x_g y_n$ será paralelo ao plano da galáxia.

Para tal, realinharemos o eixo y_t de modo que ele o novo eixo y_n seja paralelo à linha dos nodos. Já o eixo x_g será paralelo ao plano e ortogonal à linha dos nodos. Desta forma, ele estará na direção em que a distância entre o plano da galáxia e o plano tangente à esfera celeste cresce mais rapidamente. Choi et al. (2018a) refere-se à esta direção como a do gradiente máximo de distância. Escolheremos a orientação de x_g de forma que seu crescimento acompanhe o de z_t .

Já o eixo z_p será normal ao plano da galáxia e escolheremos valores positivos para a região do plano mais próxima do sistema solar. Desta forma, a orientação de y_n fica determinada pela operação unitária $\hat{z}_p \times \hat{x}_g = \hat{y}_n$. A Figura 74d mostra os eixos adotados.

Para produzir o novo sistema, a partir do (x_t, y_t, z_t) , é necessário aplicar uma primeira rotação ao redor do eixo z_t , com valor igual ao do ângulo de posição θ . Desta forma, y_t é transportado para a linha dos nodos e x_t , para uma direção temporária x'_t . Em seguida, aplica-se uma rotação de $-i$ ao redor de y_n , produzindo o sistema desejado. No

formalismo das matrizes de rotação:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} x_g \\ y_n \\ z_p \end{pmatrix} &= R_y(-i)R_z(\theta) \begin{pmatrix} x_t \\ y_t \\ z_t \end{pmatrix}, \\ &= \begin{bmatrix} \cos i & 0 & \sin i \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin i & 0 & \cos i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta & 0 \\ -\sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x_t \\ y_t \\ z_t \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{B.42})$$

De tal sorte que:

$$\begin{aligned} x_g &= x_t \cos i \cos \theta + y_t \cos i \sin \theta + z_t \sin i, \\ y_n &= -x_t \sin \theta + y_t \cos \theta, \\ z_p &= -x_t \sin i \cos \theta - y_t \sin i \sin \theta + z_t \cos i. \end{aligned} \quad (\text{B.43})$$

O sistema (x_g, y_n, z_p) é útil para fazer comparações com os resultados de Choi et al. (2018a); Saroon & Subramanian (2022). Contudo, é intuitivo, em alguns casos, adotar um sistema com orientação mais tradicional, com o eixo y apontando na direção norte e o eixo x na direção oeste, como ocorria no sistema (x_t, y_t, z_t) .

Desta forma, definimos um último sistema de coordenadas, denominado (x_p, y_p, z_p) , no qual simplesmente desfazemos a rotação em relação ao ângulo de posição, mantendo o plano $x_p y_p$ paralelo ao da GNM, mas com os eixos orientados como descrito anteriormente. Assim:

$$\begin{pmatrix} x_p \\ y_p \\ z_p \end{pmatrix} = R_z(-\theta) \begin{pmatrix} x_g \\ y_n \\ z_p \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x_g \\ y_n \\ z_p \end{pmatrix} \rightarrow \begin{aligned} x_p &= x_g \cos \theta - y_n \sin \theta, \\ y_p &= x_g \sin \theta + y_n \cos \theta. \end{aligned} \quad (\text{B.44})$$

Por fim, pode ser útil saber a relação inversa entre os sistemas de coordenadas, sendo simples mostrar que:

$$\begin{aligned} x_g &= x_p \cos \theta + y_p \sin \theta, \\ y_n &= -x_p \sin \theta + y_p \cos \theta. \end{aligned} \quad (\text{B.45})$$

APÊNDICE C – Validação do código SIESTA

Ao longo do Capítulo 3, detalhamos o funcionamento dos diferentes elementos usados pelo código **SIESTA** para a caracterização de um aglomerado de estrela a partir do DCM de suas estrelas membro. Uma vez que a metodologia foi construída é necessário testá-la para validar seu funcionamento e identificar possíveis limitações. Apresentaremos estes testes no presente Apêndice. Os resultados também podem ser vistos em VISCACHA XI.

C.1 Aglomerados de referência

Para a validação do código **SIESTA**, usaremos dados de cinco aglomerados observados pelo levantamento VISCACHA na PNM. São eles: L 114, NGC 152, L 91, L 113 e NGC 121. Apesar da presente tese se concentrar na GNM, estes aglomerados foram selecionados por estarem distribuídos em um intervalo amplo de idades (de $\sim 0,04$ Ga até 10 Ga) e por já terem sido caracterizados anteriormente, tanto em trabalhos do levantamento VISCACHA, com DCMs nas bandas V e I (em VISCACHA IV, VISCACHA VIIe VISCACHA VIII) com os mesmos dados usados no presente Apêndice, quanto independentemente por Milone et al. (2023), com dados do HST. Quatro deles possuem, ainda, metalicidades determinadas por diferentes técnicas espectroscópicas. A Tabela 9 contém um compilado dos resultados para estes aglomerados tomados da literatura científica. Note que a distância está expressa como $(m - M)_0 = 5 \log d - 5$.

A análise feita por Milone et al. (2023) é baseada em observações feitas com a *Wide Field Camera 3* (WFC3, tradução livre: câmera de campo largo 3) do HST. As idades, metalicidades, distâncias e excessos de cor foram obtidos por uma técnica semi-visual para ajustar isócronas PARSEC+COLIBRI aos DCMs. O método consiste em realizar um ajuste visual inicial e refinar a metalicidade determinada minimizando a diferença entre a inclinação do ramo das gigantes vermelhas observado e da isócrona. Então, a metalicidade é fixada e os outros parâmetros são variados até que se encontre o melhor ajuste.

Para o NGC 152 duas idades foram determinadas pelos autores, em função do PSSPe que este aglomerado apresenta. Como descrito na Seção 3.4, o fenômeno corresponde a uma dispersão maior nas cores e magnitudes do PSSP observado, em relação às previsões para uma população estelar simples. Em Milone et al. (2023), simplesmente ajustou-se isócronas sem rotação com idades na parte menos e mais brilhante do PSSPe do aglomerado.

Os resultados de Milone et al. (2023) expostos na Tabela 9 são parte de uma amostra

Tabela 9 – Resultados da literatura de ajustes de isócronas e determinações espectroscópicas da metalicidade dos aglomerados L 114, NGC 152, L 91, L 113 e NGC 121.

Referência	Método	[Fe/H]	Age (Ga)	$(m - M)_0$	$E(B - V)$
L 114					
Milone et al. (2023)	Aj. de isócronas	$-0,4 \pm 0,2$	$0,04 \pm 0,07$	$18,86 \pm 0,15$	$0,07 \pm 0,02$
VISCACHA VII	Aj. de isócronas	$-0,47 \pm 0,08$	$0,033 \pm 0,004$	$18,69 \pm 0,14$	$0,03 \pm 0,03$
NGC 152					
Milone et al. (2023)	Aj. de isócronas	$-0,6 \pm 0,1$	$1,45 \pm 0,11$	$19,07 \pm 0,23$	$0,03 \pm 0,02$
VISCACHA IV	Ajuste de isócronas	$-0,77^{+0,07}_{-0,21}$	$1,90 \pm 0,11$	$18,71^{+0,07}_{-0,06}$	$0,11^{+0,07}_{-0,04}$
	Tripleto de Cálcio	$-0,75 \pm 0,08$	$1,27^{+0,04}_{-0,26}$		
VISCACHA VIII	Ajuste de isócronas	$-0,80^{+0,20}_{-0,10}$	$1,30^{+0,10}_{-0,10}$	$18,89^{+0,14}_{-0,07}$	$0,10^{+0,03}_{-0,04}$
Song et al. (2021)	Esp. alta res.	$-0,73 \pm 0,11$			
L 113					
Milone et al. (2023)	Aj. de isócronas	$-0,8 \pm 0,1$	$3,60 \pm 0,11$	$18,76 \pm 0,23$	$0,03 \pm 0,02$
VISCACHA VII	Ajuste de isócronas	$-0,87 \pm 0,08$	$3,90 \pm 0,40$	$18,69 \pm 0,05$	$0,03 \pm 0,03$
Parisi et al. (2015)	Trip. de Cálcio	$-1,03 \pm 0,04$			
L 113					
Milone et al. (2023)	Aj. de isócronas	$-0,8 \pm 0,1$	$4,20 \pm 0,11$	$18,97 \pm 0,23$	$0,10 \pm 0,02$
VISCACHA VII	Aj. de isócronas	$-0,82 \pm 0,08$	$3,90 \pm 0,50$	$18,86 \pm 0,09$	$0,15 \pm 0,03$
De Bortoli et al. (2022)	Trip. de Cálcio	$-0,90 \pm 0,06$			
NGC 121					
Milone et al. (2023)	Aj. de isócronas	$-1,2 \pm 0,1$	$9,70 \pm 0,75$	$19,05 \pm 0,13$	$0,04 \pm 0,01$
VISCACHA VIII	Aj. de isócronas	$-1,50^{+0,05}_{-0,15}$	$10,10^{+0,30}_{-0,50}$	$19,16^{+0,06}_{-0,06}$	$0,06^{+0,04}_{-0,03}$
Dalessandro et al. (2016)	Esp. alta res.	$-1,28 \pm 0,06$			

maior de 113 aglomerados nas NMs. De maneira geral, os autores não fazem determinações de incerteza, mas fornecem valores de referência para 8 aglomerados, divididos em quatro pares com características similares. As incertezas expostas na tabela correspondem ao valor médio das incertezas do par com idade mais próxima aos aglomerados considerados.

Já entre os trabalhos da colaboração VISCACHA, L 114, L 91 e L 113 foram caracterizados por VISCACHA VII usando o código *SIRIUS* (Souza et al., 2020) para realizar ajustes estatísticos, minimizando a distâncias entre o CMD observado e as isócronas. Já o NGC 152 também foi caracterizado usando o código *SIRIUS*, mas a análise também incluiu uma determinação espectroscópica de sua metalicidade pela técnica do tripleto de cálcio, que foi usada como *prior*. Por fim, em VISCACHA VIII, ajustes de isócronas visuais foram feitos nos aglomerados NGC 152 (uma segunda vez) e NGC 121. Nestes trabalhos, os DCMs dos aglomerados foram descontaminados usando o método de Maia et al. (2010), descrito na Seção 2.3. As probabilidades de pertencimento e a seleção de membros serão reaproveitadas na análise dos aglomerados feita nesta seção.

Perceba que todos os ajustes citados anteriormente foram feitos em isócronas PARSEC+COLIBRI (Bressan et al., 2012; Marigo et al., 2013; Marigo et al., 2017) e não usam DCMs sintéticos.

C.2 Parâmetros preliminares

A maioria dos testes com código *SIESTA* que serão feitos no presente Apêndice possuem aspectos comuns, que serão apresentados nesta seção para evitar repetições. Sempre que não for explicitamente mencionado, portanto, deve ser assumido que as

características a seguir estão sendo empregadas no processo de geração de DCMs sintéticos e na exploração do espaço de parâmetros via CMMC.

Em primeiro lugar, será usada a mesma grade de isócronas PARSEC+COLIBRI aplicada na Seção 3.3. Tal escolha é conveniente pois, nas caracterizações anteriores por Milone et al. (2023), VISCACHA IV, VISCACHA VIIe VISCACHA VIII, para os aglomerados analisados neste Apêndice o mesmo conjunto de modelos foram utilizados, permitindo uma comparação entre os resultados, sem a necessidade de nos preocuparmos com diferenças causadas pela escolha do modelo de evolução estelar. Além disso, a extinção será expressa em termos de $E(B - V)$ (como na Tabala 9) e a lei de extinção de Cardelli et al. (1989); O'Donnell (1994) será utilizada para relacionar o excesso de cor com os coeficientes de extinção nas bandas V e I .

Para as completezas fotométricas, aproveitando a disponibilidade de dados do HST, capazes de resolver estrelas menos brilhantes que as observações do VISCACHA, funções empíricas foram construídas seguindo o procedimento descrito no próximo parágrafo e ilustrado para o aglomerado NGC 152 na Figura 75. Estas funções serão usadas como critério para a remoção de estrelas nos DCMs sintéticos

Primeiro, definimos uma região circular de raio $R_{\text{lim}}^{\text{comp}}$ comum entre os catálogos do SOAR (da colaboração VISCACHA) e do HST (disponibilizados por Milone et al., 2023), centrada no aglomerado (painel esquerdo da Figura 75). Em seguida, definimos a completeza fotométrica empírica como a razão entre o número de estrelas nos catálogos do SOAR e do HST, como uma função da magnitude na banda I (para tal, foram usadas as transformações entre as bandas da WFC3 e B, V, I disponíveis em Harris, 2018) (painel central da Figura 75). Esta quantidade foi avaliada para magnitudes $I \leq I_{\text{pico}}^{\text{HST}}$, sendo $I_{\text{pico}}^{\text{HST}}$ a magnitude do pico da função de luminosidade dos dados do HST, até a qual assumimos que o catálogo é completo. Por fim, ajustamos uma função de Fermi (Equação 3.2) à completeza empírica para ser usada no processo de geração dos DCMs sintéticos (painel direito da Figura 75).

A Tabela 10 contém os valores dos raios limite usados para cada aglomerado, bem como os valores de $I \leq I_{\text{pico}}^{\text{HST}}$, do número de estrelas com $I \leq I_{\text{pico}}^{\text{HST}}$ nos catálogos catálogos do SOAR e do HST e a razão do número total de estrelas entre ambos. Pode-se ver que, no melhor cenário, as observações do VISCACHA recuperam 77% das estrelas detectadas com o HST.

No caso específico do NGC 121, uma abordagem ligeiramente diferente foi adotada. O aglomerado é o maior e mais denso da amostra estudada na presente tese (incluindo os aglomerados da GNM). Isto faz com que uma fração considerável das suas estrelas estejam sobrepostas na imagem, especialmente próximas ao centro, criando dois efeitos indesejáveis para o ajuste deste aglomerado.

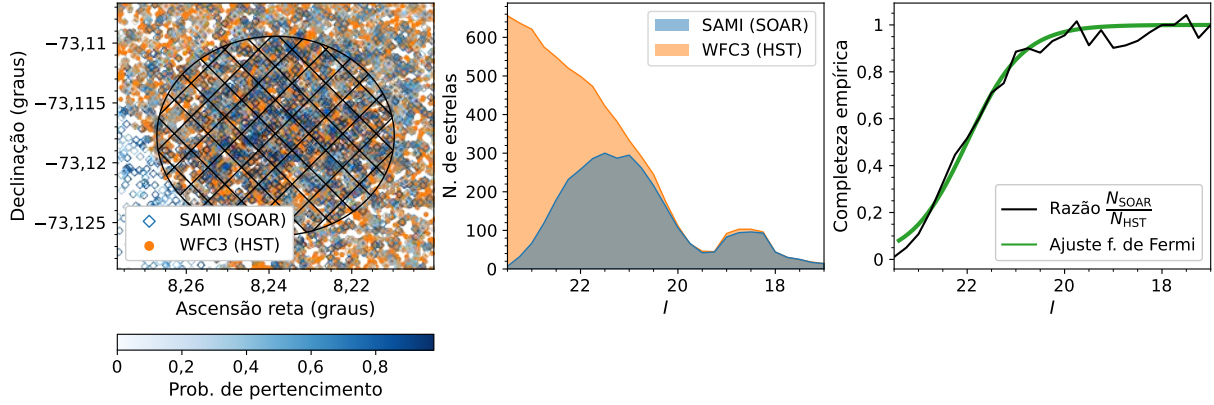


Figura 75 – O primeiro painel mostra a distribuição das estrelas na região do NGC 152 observadas pelo levantamento VISCACHA com o telescópio SOAR (diamantes vazados, coloridos pela probabilidade de pertencimento) e pelo HST, com dados vindos de Milone et al. (2023, pontos laranja). A área hachurada de preto corresponde à região comum às duas observações, usada para a avaliação da completeza empírica. O painel central mostra a função de luminosidade das estrelas das duas observações, na região definida anteriormente. O painel da direita mostra a função de completeza empírica calculada pela razão das funções anteriores e o ajuste correspondente de uma função de Fermi.

Tabela 10 – Comparação entre o número de estrelas observadas (dentro de um raio limite $R_{\text{lim}}^{\text{comp}}$, e mais brilhantes que $I_{\text{pico}}^{\text{HST}}$) em uma região comum dos catálogos do levantamento VISCACHA, obtidos com o instrumento SAM no telescópio SOAR e com a WFC3 do HST, disponíveis em Milone et al. (2023).

Aglomerado	$R_{\text{lim}}^{\text{comp}}$	$I_{\text{pico}}^{\text{HST}}$	N_{SOAR}	N_{HST}	$\frac{N_{\text{SOAR}}}{N_{\text{HST}}}$
Lindsay 114	43"	24.5	395	685	0.58
NGC 152	30"	23	874	1405	0.62
Lindsay 113	42	23	1312	1714	0.77
Lindsay 91	35"	23.75	937	2032	0.46
NGC 121	70"	24.5	4212	23899	0.18

O primeiro é que a sua completeza fotométrica seria muito pequena, de modo que na geração dos DCMs sintéticos haveria uma remoção exagerada de estrelas artificiais, obrigando a um aumento correspondente da amostra inicial de estrelas, o que levaria a um maior custo computacional. Além disso, o excesso de objetos não resolvidos na imagem (inclusive formados por três ou mais estrelas) faz com o que haja uma dispersão em seu DCM para além do que o código SIESTA é capaz de reproduzir.

Assim, para reduzir estes efeitos, foram descartadas da análise de completeza (e de todas as análises seguintes) as estrelas em um raio de até 43" do centro do aglomerado. Este valor foi escolhido visualmente, de modo a manter o máximo de estrelas possível no DCM e, ao mesmo tempo, minimizar a dispersão observada no DCM. A Figura 76 mostra as posições e DCM das estrelas membro até $R_{\text{lim}} = 70''$ dentro e fora deste limite de 43", onde é possível ver o impacto da alta densidades de estrelas tanto no limite fotométrico

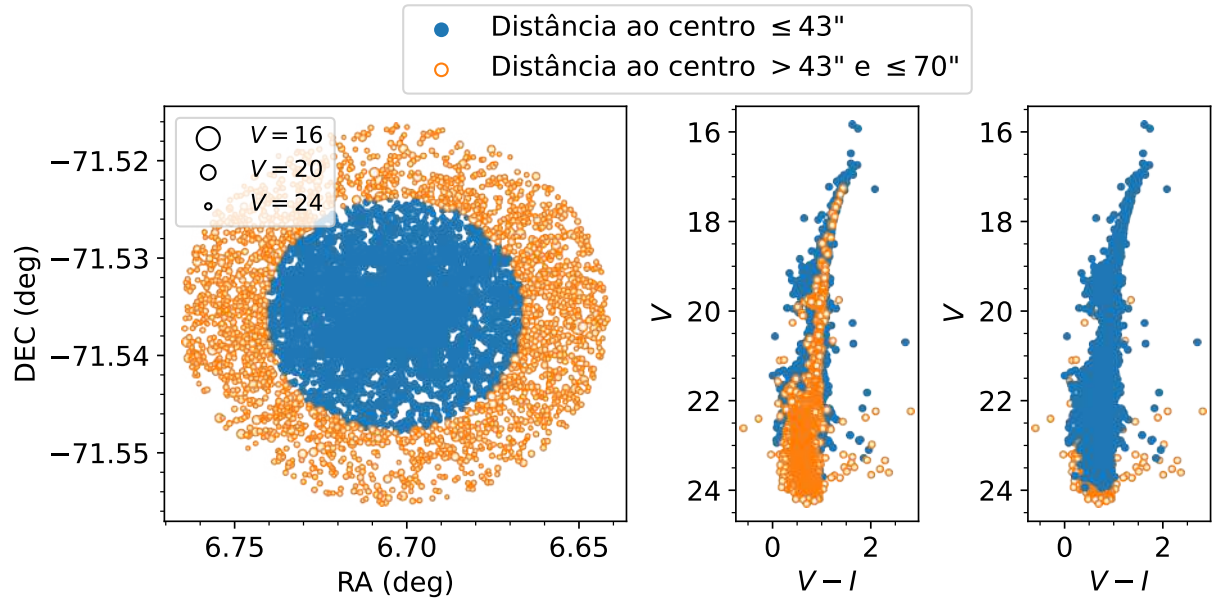


Figura 76 – O painel da esquerda mostra as estrelas na região do aglomerado NGC 121, com pontos de tamanhos proporcionais aos seus respectivos brilhos. As cores e os símbolos separam as estrelas em dois grupos de acordo com sua distância ao centro do aglomerado. Já os painéis da direita mostram comparações do DCM das estrelas de cada grupo.

quanto na dispersão das estrelas no DCM. Note que, mesmo com essa remoção, o NGC 121 segue sendo, ao mesmo tempo, o aglomerado com o maior número de estrelas entre os cinco analisados e o pior caso em termos da fração de estrelas recuperadas em relação ao HST, com apenas 18% (ver Tabela 10).

Em relação aos erros fotométricos, funções exponenciais, ajustadas aos dados observacionais serão empregadas normalmente, como descrito na Seção 3.1. Para o truncamento do ruído máximo adicionado às magnitudes das estrelas artificiais, será usado o próprio valor da incerteza esperada sobre cada valor de magnitude. Tal limite foi escolhido pois, para os aglomerados considerados, notamos que DCMs sintéticos gerados com truncamentos mais flexíveis, produziam uma dispersão do que o observado.

Para ilustrar isso, a Figura 77 mostra os DCMs descontaminados dos cinco aglomerados analisados neste Apêndice, superimpostos com DCMs sintéticos com diferentes truncamentos para o ruído máximo, produzidos segundo as instruções apresentadas nesta Seção, com o mesmo número de estrelas artificiais e parâmetros correspondentes aos apresentados na Tabela 9] determinados por Milone et al. (2023, para o NGC 152, a idade mais jovem foi adotada). É possível observar que, em geral, as simulações com truncamento igual à duas vezes a incerteza esperada pela função de erro tendem a superestimar a dispersão observada nos aglomerados, em particular para magnitudes próximas ao limite fotométrico.

Nos ajustes, os DCMs sintético serão inicializados com 50,000 estrelas artificiais,

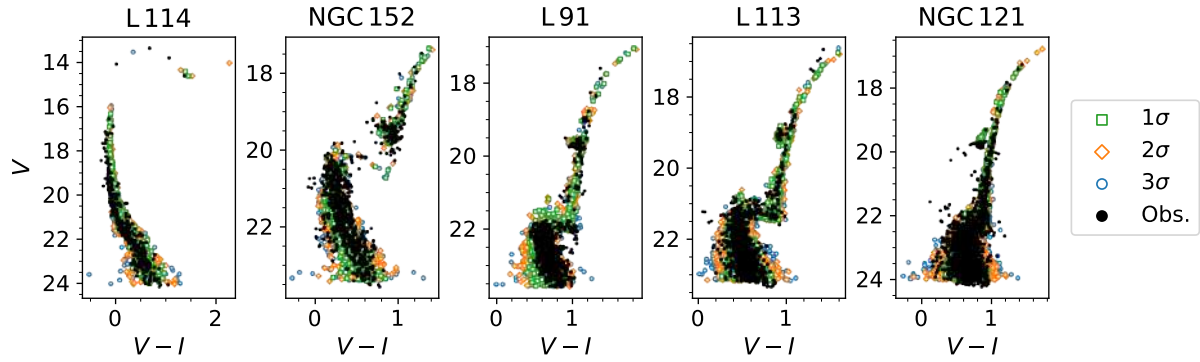


Figura 77 – Cada painel mostra, em círculos pretos preenchidos, DCMs descontaminados de cada um dos aglomerados analisados neste Apêndice. Em diferentes cores e símbolos vazados, são exibidos DCMs sintéticos com diferentes truncamentos para o ruído fotométrico máximo com parâmetros representativos dos aglomerados (conforme determinado por Milone et al., 2023). Especificamente foram usados truncamentos de, uma, duas ou três vezes a incerteza esperada de acordo com a função de erro (simbolizado por 1σ , 2σ , 3σ na legenda, respectivamente).

com exceção de análises feitas para o NGC 121, para as quais serão empregadas 100,000 estrelas artificiais, de modo a compensar as perdas devido à baixa completude da fotometria. Para as binárias, será usada uma razão mínima de massa de $q = 0,6$. No processo de CMMC, serão usados 256 caminhantes, com quatro valores iniciais diferentes para cada idade, metalicidade e distância e dois para excesso de cor e fração de binárias. Por fim, as cadeias serão executadas até que tenham um número mínimo de iterações de 50 tempos de autocorrelação em todos os parâmetros e que o valor dos tempos não possua variações maiores que 1% entre avaliações consecutivas.

C.3 Testes com dados sintéticos

Antes de aplicarmos o código SIESTA diretamente aos dados dos aglomerados, nós avaliamos sua capacidade de recuperar os parâmetros usando DCMs sintéticos como entrada. Para isso, empregamos as condições na seção anterior para gerar versões artificiais de cada um dos aglomerados da PNM citados anteriormente com 100 e 1.000 estrelas artificiais de modo a avaliar também a performance do código com diferentes níveis de estatística disponível. Os valores de idade, metalicidade, distância e excesso de cor correspondem aos obtidos por Milone et al. (2023, com a menor idade sendo usada para o NGC 152), já para a metalicidade empregamos um valor de 10% com $q = 0,60$.

Nos ajustes, foram usados *priors* uniformes em todos a idade, metalicidade, distância e excesso de cor, apenas restringindo o espaço de parâmetros à limites pragmáticos: idades e metalicidades entre os valores disponíveis da grade, distâncias e excessos de cor não negativos. Já para a fração de binárias, foi usada a função log-normal baseada

na distribuição encontrada por Donada et al. (2023). Os resultados dos ajustes estão mostrados na Figura 78.

Para os ajustes feitos com DCMs sintéticos de entrada com 1000 estrelas artificiais, vemos que o código *SIESTA* recuperou as metalicidades, idades, módulos de distância e excessos de cor em todos os cenários, no limite das incertezas atribuídas aos parâmetros. Vale mencionar também que as incertezas sobre a idade crescem para os aglomerados mais velhos. Já para a metalicidade e o módulo de distância, as incertezas são comparativamente maiores para a população sintética mais jovem. Isto ocorre pois, para idades $\lesssim 50$ Ma há poucas estrelas gigantes e a região do AV ainda não se formou (como pode ser visto na Figura 25). A ausência de estrelas nesta região do DCM põe vínculos mais fracos na determinação destes parâmetros.

Já no que toca as frações de binárias, notamos uma tendência dos resultados do código *SIESTA* subestimarem este parâmetro. Para as versões sintéticas dos dois aglomerados mais jovens (L 114 e NGC 152), em particular, as diferenças entre os valores encontrado e real são maiores que as incertezas do ajuste. A dificuldade em se determinar a fração de binárias com precisão vem do fato de que seu efeito na geração do DCM sintético é, em parte, similar ao da adição de ruído fotométrico nos dados, sendo assim, pode haver uma compensação de um fenômeno em relação ao outro. Ainda assim, vale notar que, mesmo nos casos de maior diferença, as discrepâncias não superam o limite de 2σ , isto é, duas vezes a incerteza sobre o parâmetro.

Adicionalmente, observamos que, permitir que a fração de binárias varie durante o processo de ajuste melhora as determinações sobre os demais parâmetros, quando comparado à fixar a fração de binárias em um valor que não é representativo do verdadeiro. Por exemplo, repetindo o experimento para o NGC 152 com 1000 estrelas sintéticas, mas fixando a fração de binárias durante o ajuste em um valor de 50% (como o usado por Perren et al., 2017, em um contexto similar, de caracterização de aglomerados nas NMs), resulta em uma metalicidade de -0.8 ± 0.04 . Este valor difere de mais de 5σ do verdadeiro. Por outro lado, no ajuste com a fração de binárias livre, exibido na Figura 78, embora este parâmetro não seja recuperado completamente, a metalicidade obtida está dentro de 1σ do valor correto.

Olhando, agora, para os ajustes sobre CMDs sintéticos com apenas 100 estrelas artificiais, vemos que, para as quatro populações mais velhas, as metalicidades, idades, módulos de distância e excessos de cor verdadeiros foram recuperados, com diferenças dentro das respectivas incertezas. Sobre as incertezas, percebemos que seus valores são significativamente maiores que os obtidos nos ajustes de populações com 1000 estrelas artificiais. Tal aumento é esperado, considerando o menor número de estrelas, que leva a vínculos matemáticos mais fracos. Adicionalmente, em todos os casos, as frações de binárias foram recuperadas dentro de 1σ e não foi observada a tendência de subestimar o

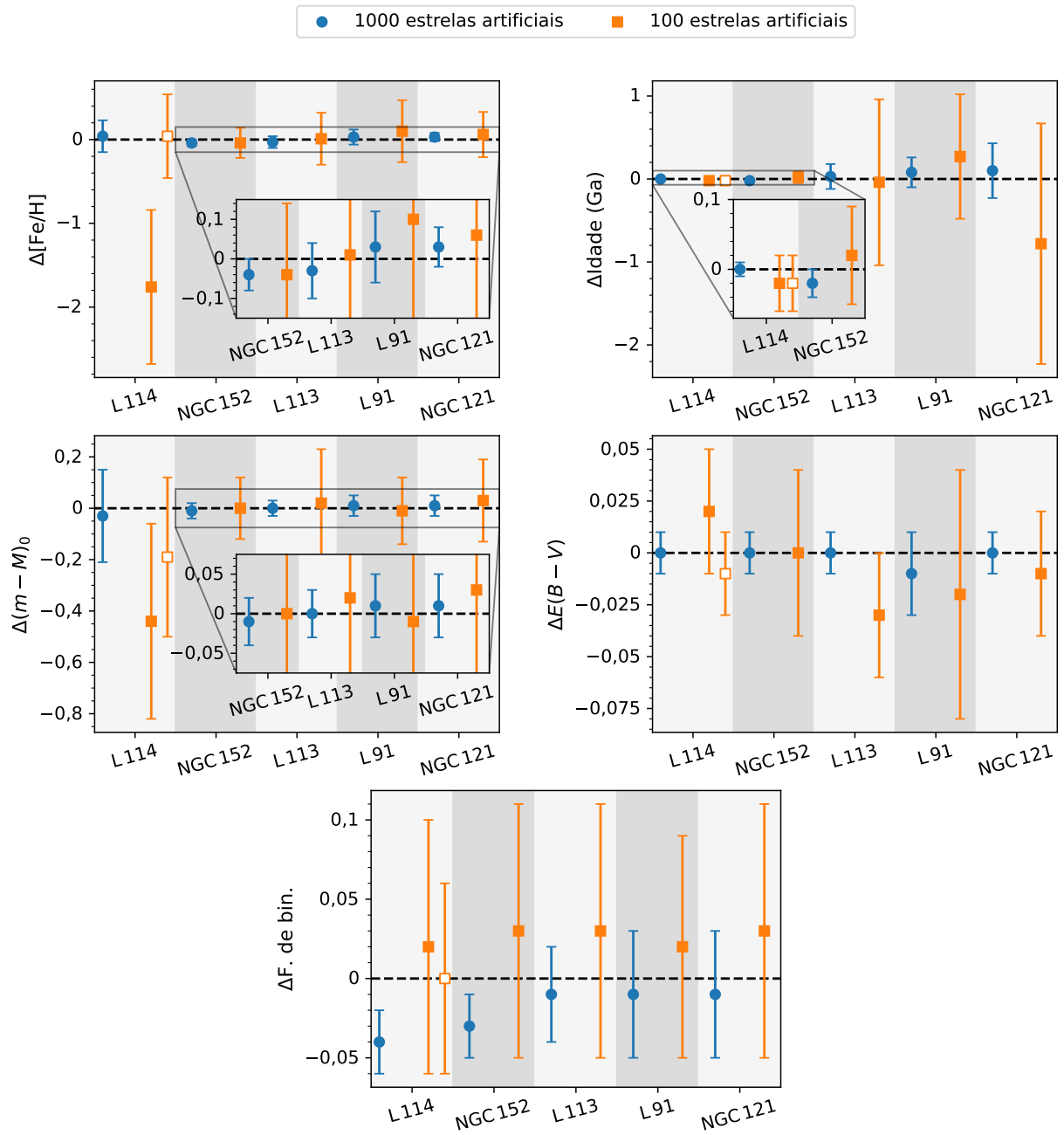


Figura 78 – Comparação dos resultados obtidos pelo código SIESTA para ajustes feitos em DCMs sintéticos com parâmetros representativos dos aglomerados L 114, NGC 152, L 113, L 91 e NGC 121 (obtidos por Milone et al., 2023). Cada painel exibe, para um dado parâmetro, a diferença entre o valor usado na produção dos dados simulados de entrada (com 100 e 1000 estrelas artificiais, conforme as cores e símbolos dos pontos) e os obtidos no ajuste. Para o L 114, o ponto vazado mostra o resultado de um ajuste com 100 estrelas artificiais e um limite fotométrico de $V = 26$ (veja o texto para mais detalhes). Nos três primeiros gráficos, painéis internos mostram versões ampliadas dos pontos, para facilitar a visualização.

seu valor vista anteriormente (do contrário, ele foi ligeiramente superestimado).

Para o aglomerado sintético mais jovem, por outro lado, a escassez de estrelas levou a vínculos mais fracos na metalicidade e no módulo de distância. Como pode ser visto na imagem a esquerda da Figura 79, a distribuição de probabilidades marginalizada em metalicidade se concentra no limite inferior da grade de isócronas utilizada e apresenta uma grande dispersão em todos os valores disponíveis para este parâmetro. Já para o módulo de distâncias, há uma dispersão grande de parâmetros, correspondente a um desvio padrão em distâncias de ~ 8 kpc. Para a idade, excesso de cor e fração de binárias, por outro lado, os parâmetros são mais bem determinados e os ajustes estão de acordo com os valores verdadeiros para o aglomerado.

O teste anterior revela uma degenerescência entre a distância e a metalicidade para aglomerados jovens (idades $\lesssim 50$ Ma) e com poucas estrelas (~ 100), indicando que determinar tais parâmetros neste tipo de objeto pode ser desafiador. A degenerescência em questão também pode ser vista na correlação entre os dois parâmetros que aparece na sua distribuição de probabilidade marginalizada (ver painel correspondente na imagem da esquerda da Figura 79). Como o teste com a população de 1000 estrelas artificiais demonstra, esta dificuldade é superada se o aglomerado é suficientemente populoso, já que mais estrelas fornecem uma estatística mais robusta.

Outra possibilidade seria empregar fotometria mais profunda, de modo a observar estrelas menos brilhantes na imagem. Para ilustrar este efeito, fazemos um novo teste, criando um DCM sintético com 100 estrelas artificiais e os parâmetros do L 114 e a mesma fração de binárias usada anteriormente. No entanto, consideramos um limite fotométrico para a população de $V = 26$, similar ao que é obtido pelo HST nos catálogos de Milone et al. (2023). Neste caso, as relações de completeza e dos erros da fotometria determinadas para o aglomerado não seriam mais adequadas, portanto, consideramos a população como completa e atenuando a função de erro obtida.

O ajuste é mostrado no painel direito da Figura 79 e a comparação com os valores verdadeiros aparece na Figura 78 como os quadrados vazados. Com a informação das estrelas menos brilhantes, mesmo com a ausência de estrelas gigantes, foi possível recuperar os valores corretos de todos os cinco parâmetros, dentro do limite das incertezas. No entanto, vale destacar que os erros obtidos foram consideravelmente maiores que no teste com 1000 estrelas artificiais.

C.4 Testes com observações

Feitos os testes anteriores, aplicamos, agora, o código *SIESTA* aos DCMs das estrelas membro observadas para os cinco aglomerados que estamos investigando, seguindo as mesmas condições apresentadas na Seção C.2. Sobre os *priors*, adotaremos novamente

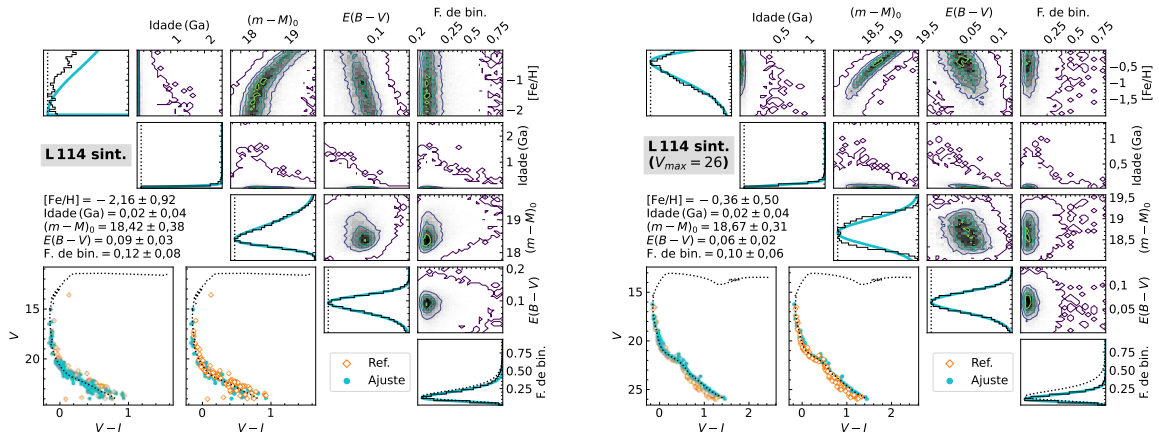


Figura 79 – Imagens idênticas à Figura 31 para as versões sintéticas do aglomerado L 114 com 100 estrelas artificiais e o mesmo limite fotométrico das observações (esquerda) e um limite mais profundo de $V = 26$ (direita). Nos DCMs do canto inferior esquerdo, no lugar dos dados observados, aparece o DCM sintético usado de entrada no código (círculo azul). Os diamantes laranja seguem representando o DCM sintético correspondente aos parâmetros de melhor ajuste.

a distribuição log-normal de Donada et al. (2023) para a fração de binárias. Para as idades, distâncias e excessos de cor, usaremos *priors* não-informativos uniformes dentro de intervalos razoáveis (limites da grade de isócronas para a idade; valores não negativos para distância e excesso de cor). Já para as metalicidades, uma vez que existem caracterizações espectroscópicas independentes (exibidas na Tabela 9), faremos testes usando tanto *priors* não informativos (dentro dos valores disponíveis) quanto gaussianos, com o intuito de avaliar a capacidade do código de recuperar este parâmetro. Outros *priors* serão discutidos caso a caso no decorrer do texto.

C.4.1 NGC 152, L 113 e L 91

A análise dos aglomerados NGC 152, L 113 e L 91 foi feita seguindo os procedimentos descritos anteriormente. No caso do NGC 152, para o teste com o *prior* de metalicidade, foi usado o valor determinado via espectroscopia de alta resolução por Song et al. (2021). A Figura 80 mostra marginalizações da distribuição de probabilidades dos parâmetros bem como uma comparação entre o DCM observado e sintético, correspondente aos valores ajustados na solução com *priors* não informativos em todos os parâmetros exceto na fração de binárias. Em todos os casos, vemos que as probabilidade se comportam como o esperado, se concentrando em torno de um único valor. Além disso, vemos que a solução obtida produz um DCM sintético representativo das observações.

Para o NGC 152 é possível ver o efeito do PSSPe em seu DCM, como reportado em Milone et al. (2023), uma vez que a dispersão apresentada pelas observações na região é maior do que a produzida pelo DCM sintético. Não por coincidência, a fração de binárias

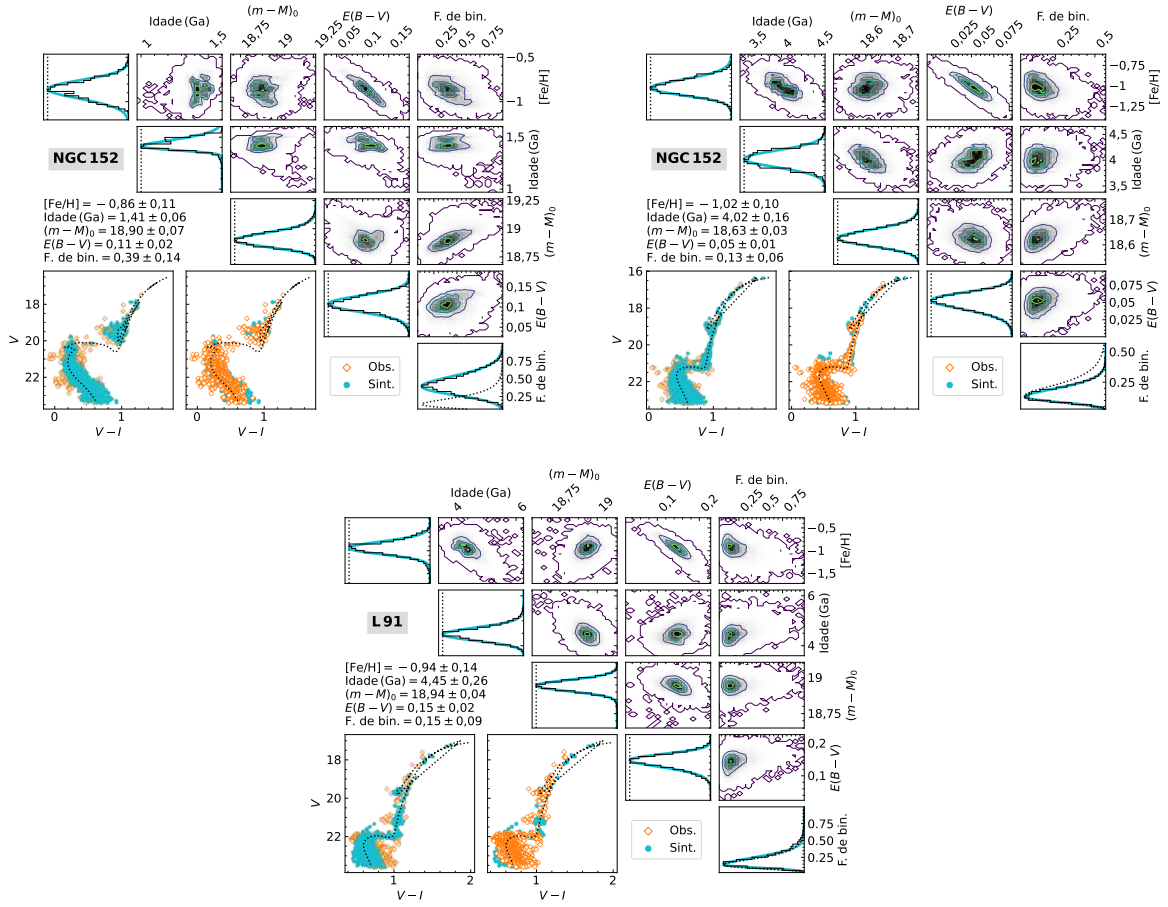


Figura 80 – Imagens idênticas à Figura 31 para os aglomerados NGC 152, L 113 e L 91.

obtida para o aglomerado é significativamente maior do que a encontrada para o L 113 e o L 91 (que não apresentam o fenômeno). Tal aumento pode ser entendido como um esforço do código de reproduzir a dispersão no PSSP com sistemas não resolvidos.

C.4.2 L 114

O aglomerado L 114 é o mais jovem e menos populoso da amostra usada para testar o código SIESTA. Seu DCM possui apenas quatro gigantes isoladas umas das outras. Como demonstrado na seção anterior, isto pode introduzir dificuldades nos ajustes das distâncias e metalicidades, devido à falta de vínculos observacionais fortes (como a presença do AV), especialmente considerando que não existem medidas astrométricas ou espectroscópicas destes dois parâmetros, respectivamente, que possam ser usadas como *priors*.

O painel esquerdo da Figura 81 mostra o resultado dos ajustes para o aglomerado com *priors* não informativos em todos os parâmetros (exceto na fração de binárias). As distribuições de probabilidades marginalizadas têm um comportamento semelhante ao visto nos testes com DCMs sintéticos (painel esquerdo da Figura 79), com a distribuição da metalicidade apresentando uma alta dispersão entre todos os valores disponíveis na grade de isócronas estando correlacionada com o módulo de distância. Vemos, ainda, que

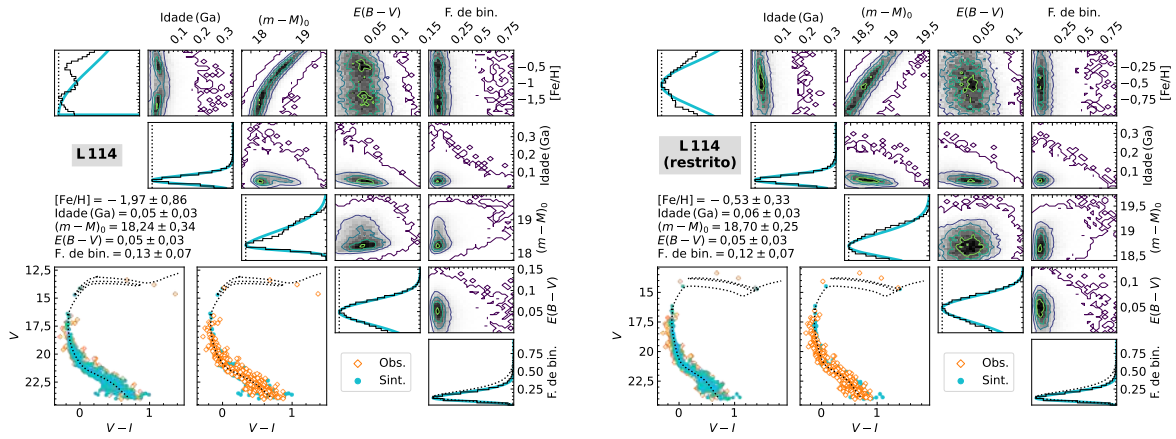


Figura 81 – Imagens idênticas à Figura 31 para o aglomerado L114 com *priors* não informativos em todos os parâmetros, exceto na fração de binárias (esquerda) e com *priors* mais restritivos em metalicidade e distância, conforme a Equação C.1 (direita).

ela apresenta uma bimodalidade nestes dois parâmetros, com uma solução possuindo $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1,55$ e $(m - M)_0 \sim 18,2$ e a outra, $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0,55$ e $(m - M)_0 \approx 18,7$. Como a primeira é mais próxima do que esperamos para um aglomerado jovem da PNM, nós repetimos a análise anterior, aplicando um *prior* mais restritivo nestas duas quantidades, de modo a limitar o espaço de parâmetros em:

$$p([\text{Fe}/\text{H}], (m - M)_0) \propto \begin{cases} 1, & \text{se } -1,00 \leq [\text{Fe}/\text{H}] < 0,00 \text{ e} \\ & (m - M)_0 > 18,40 \\ 0, & \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Os novos resultados são mostrados no painel direito da Figura 81. Pode-se ver que a restrição no espaço de parâmetros funcionou para que pudéssemos ajustar a solução concentrada em $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0,55$. Vale destacar também que as duas soluções para o aglomerado possuem valores consistentes de idade, excesso de cor e fração de binárias, reforçando o que havíamos visto na seção anterior, i.e., que apesar da bimodalidade e alta dispersão em distância e metalicidade, os demais parâmetros são mais bem determinados.

Por fim, percebe-se que o DCM sintético da melhor solução não reproduz exatamente as cores e magnitudes das gigantes observadas para o L114. Isto ocorre pois, como as próprias isócronas indicam, há um intervalo amplo para a região que essas estrelas podem ocupar no DCM. Adicionalmente há um baixo número de gigantes: apenas quatro estrelas, de 298 membros do aglomerado. Portanto, ao produzir DCMs sintéticos, há uma baixa probabilidade de que as gigantes artificiais estarão nas mesmas posições que as observadas.

C.4.3 NGC 121

Para o NGC 121, apresentamos, nos painéis superiores da Figura 82, os resultados obtidos com *priors* não informativos em todos os parâmetros (exceto fração de binárias)

e com um *prior* gaussiano na metalicidade, baseado no valor determinado espectroscopicamente por Dalessandro et al. (2016). Vemos que, em ambas as distribuições de probabilidade, aparece, novamente, uma bimodalidade, mais evidente em metalicidade e excesso de cor (mas também visível em idade e módulo de distância). Embora uma das soluções tenha um valor mais próximo do espectroscópico, a adição do *prior* foi insuficiente para definir uma solução preferencial.

Para avaliar melhor as duas soluções, definimos novamente *priors* mais restritivos no espaço de parâmetros, semelhantes à Equação C.1. Para tal, um dos *priors* era não nulo apenas se $E(B - V) < 0,03$ e $[\text{Fe}/\text{H}] < -1,15$, enquanto o outro, se $E(B - V) \geq 0,03$ e $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -1,15$.

Os resultados correspondentes aparecem nos painéis inferiores da Figura 82. A solução mais pobre em metais tem uma metalicidade mais próxima do valor determinado por Dalessandro et al. (2016), por espectroscopia de alta resolução. Ela também é a mais jovem e de menor distância do par. Inspeccionando o DCM, vemos que esta solução ajusta ligeiramente melhor o ramo das gigantes vermelhas e o AV, que é a região onde a fotometria é mais precisa e há menos dispersão nos dados. Estes são indicadores de que a solução mais pobre em metais é a mais adequada entre as duas obtidas para o NGC 121.

C.4.4 Conclusões

Dos testes com DCMs sintéticos, feitos na seção anterior, vimos que o código SIESTA foi capaz de recuperar as metalicidades, idades, distâncias e excessos de cor corretamente em uma variedade de cenários. A única exceção sendo para o caso de um aglomerado jovem (idade ~ 40 Ma) e com poucas (100) estrelas, no qual dificuldades surgiram na determinação da sua metalicidade e distância devido à falta de estruturas como o ramo das gigantes vermelhas e o AV para servir de vínculos observacionais aos modelos. Estas dificuldades, contudo, foram superadas aumentando o número de estrelas do aglomerado sintético ou assumindo uma fotometria capaz de resolver estrelas menos brilhantes.

A aplicação do código com dados reais, contudo, introduz novos desafios, devido às especificidades de cada objeto e das suas observações, que podem diferir das hipóteses usadas na criação dos DCMs sintéticos. Os resultados dos testes discutidos nesta seção, feitos com as observações do levantamento VISCACHA para os aglomerados L 114, NGC 152, L 113, L 91 e L 121 estão compilados na Tabela 11 e são comparados com os resultados da literatura na Figura 83.

Das Figuras 80, 81 e 82, vê-se que os parâmetros ajustados pelo código SIESTA geram DCMs sintéticos que reproduzem as características das observações. Desta forma, a ferramenta cumpre seu objetivo de encontrar valores de idade, metalicidade, distância, excesso de cor e fração de binárias representativos de um dado aglomerado em uma certa

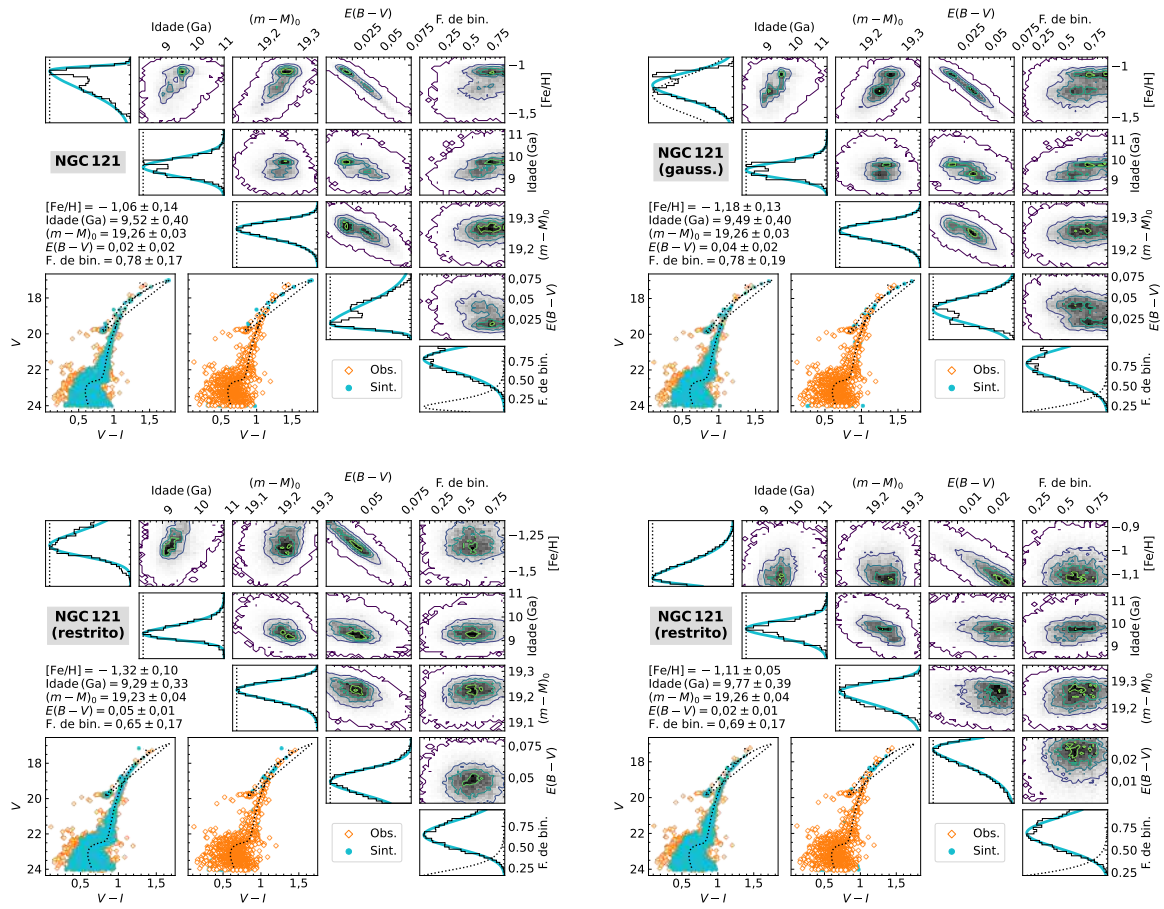


Figura 82 – Imagens idênticas à Figura 31 para o aglomerado NGC 121 com diferentes *priors*. Para a imagem do canto superior esquerdo, foram usados *priors* não informativos em todos os parâmetros, com exceção da fração de binárias. Para a do canto superior direito, um *prior* gaussiano foi acrescentado à metalicidade, com base no valor determinado espectroscopicamente por Dalessandro et al. (2016). Por fim, nas imagens inferiores, diferentes *priors* uniformes restringindo o espaço de parâmetros foram acrescentados em metalicidade e excesso de cor, conforme descrito no texto.

Tabela 11 – Resultados da análise do código SIESTA para os aglomerados L 114, NGC 152, L 113, L 91 e NGC 121.

Aglomerado	Priors	[Fe/H]	Idade (Ga)	$(m - M)_0$	$E(B - V)$	F. de bin.
L 114	Não informativos	$-1,97 \pm 0,86$	$0,05 \pm 0,03$	$18,24 \pm 0,34$	$0,05 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,07$
	Não nulo em: [Fe/H] $\geq -1,00$; $(m - M)_0 \geq 18,40$	$-0,53 \pm 0,33$	$0,06 \pm 0,03$	$18,70 \pm 0,25$	$0,05 \pm 0,03$	$0,12 \pm 0,07$
NGC 152	Não informativos	$-0,86 \pm 0,11$	$1,41 \pm 0,06$	$18,90 \pm 0,07$	$0,11 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,14$
	Gaussiano em [Fe/H]	$-0,85 \pm 0,11$	$1,41 \pm 0,06$	$18,89 \pm 0,11$	$0,11 \pm 0,02$	$0,38 \pm 0,14$
L 113	Não informativos	$-1,02 \pm 0,10$	$4,02 \pm 0,16$	$18,63 \pm 0,03$	$0,05 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,06$
	Gaussiano em [Fe/H]	$-1,03 \pm 0,08$	$4,04 \pm 0,15$	$18,62 \pm 0,03$	$0,05 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,06$
L 91	Não informativos	$-0,94 \pm 0,14$	$4,45 \pm 0,26$	$18,94 \pm 0,04$	$0,15 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,09$
	Gaussiano em [Fe/H]	$-0,93 \pm 0,11$	$4,47 \pm 0,25$	$18,95 \pm 0,04$	$0,15 \pm 0,02$	$0,15 \pm 0,09$
NGC 121	Não informativos	$-1,06 \pm 0,14$	$9,52 \pm 0,40$	$19,26 \pm 0,03$	$0,02 \pm 0,02$	$0,78 \pm 0,17$
	Gaussiano em [Fe/H]	$-1,18 \pm 0,13$	$9,49 \pm 0,40$	$19,26 \pm 0,03$	$0,04 \pm 0,02$	$0,78 \pm 0,19$
	Não nulo em: [Fe/H] $< -1,15$; $E(B - V) < 0,03$	$-1,32 \pm 0,10$	$9,29 \pm 0,33$	$19,23 \pm 0,04$	$0,05 \pm 0,01$	$0,65 \pm 0,17$
	Não nulo em: [Fe/H] $\geq -1,15$; $E(B - V) \geq 0,03$	$-1,11 \pm 0,05$	$9,77 \pm 0,39$	$19,26 \pm 0,04$	$0,02 \pm 0,01$	$0,69 \pm 0,17$

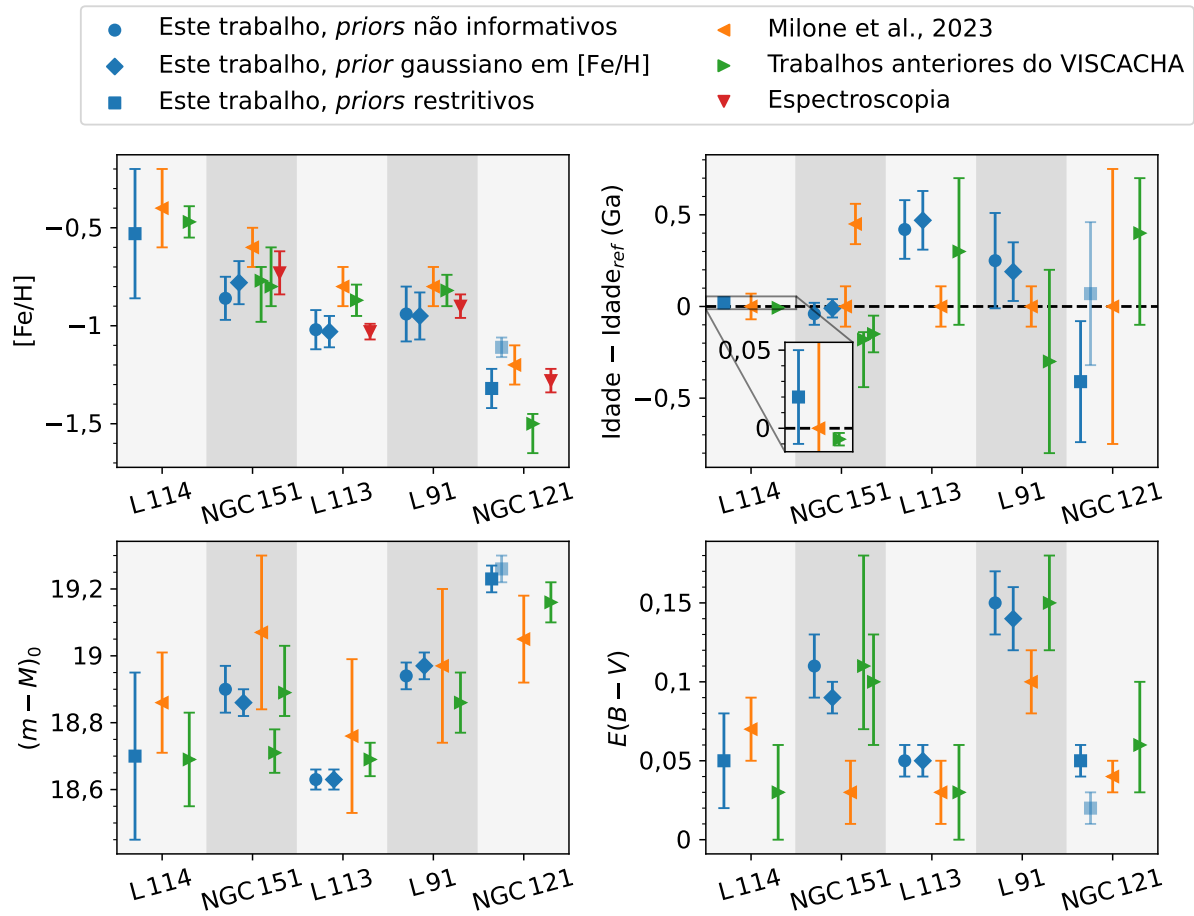


Figura 83 – Comparação dos resultados obtidos neste trabalho com caracterizações anteriores para os aglomerados L 114, NGC 152, L 113, L 91 e NGC 121 (Tabelas 11 e 9, respectivamente). De maneira similar à Figura 78, cada painel refere-se a um parâmetro específico. No painel idade (superior direito), resultados para cada aglomerado são mostrados como diferenças em relação ao determinado por Milone et al. (2023), para facilitar a observação. As referências específicas para as metalicidades espectroscópicas e trabalhos do levantamento VISCACHA podem ser encontrados na Tabela 9. Em relação ao NGC 152, existem várias caracterizações do aglomerado. Para os valores de idade obtidos por Milone et al. (2023), a solução mais jovem é usada como referência e apresentada à esquerda da mais velha na Figura. Já para os caracterizações feitas pela colaboração VISCACHA, resultados obtidos em VISCACHA IV (com metalicidade se referindo ao valor obtido via ajuste de isócronas) são apresentados à esquerda e, em VISCACHA VIII, à direita. Quanto à metalicidade espectroscópica, apenas o valor obtido com espectroscopia de alta resolução por Song et al. (2021) é exibido. Por fim, para o NGC 121, como duas soluções foram encontradas com o código SIESTA, exibimos com cor mais intensa aquela considerada mais adequada para o aglomerado, com a outra aparecendo mais transparente.

grade de isócronas. No caso do L 114, as dificuldades para se determinar a distância e excesso de cor, identificadas anteriormente, apareceram na forma de uma grande dispersão nas probabilidades originais destes parâmetros e em uma bimodalidade das soluções nestas duas quantidades. Para o NGC 121, uma bimodalidade também apareceu, desta vez em metalicidade e excesso de cor. Em ambos os cenários, mais de um conjunto de parâmetros foi capaz de produzir DCMs sintéticos representativos das observações. De toda forma, fazendo considerações físicas sobre os parâmetros, e sobre a qualidade dos ajustes em diferentes regiões do DCM, foi possível restringir o espaço de parâmetros de modo a isolar as diferentes soluções e decidir qual é a mais adequada para os aglomerados estudados.

Comparando os resultados para as metalicidades, no caso do L 114, para o qual não há determinações espectroscópicas disponíveis, os resultados foram consistentes com os de Milone et al. (2023) e VISCACHA VII, dentro dos intervalos de incerteza. Para o NGC 152 e o L 91 houve, novamente, boa concordância entre os resultados com o *SIESTA* e os obtidos via ajuste de isócronas por Milone et al. (2023), VISCACHA VIIe VISCACHA VIII, bem como com o obtido espectroscopicamente por Song et al. (2021) e De Bortoli et al. (2022), respectivamente. Para o L 113 o valor obtido com o *SIESTA* é consistente com a determinação espectroscópica de Parisi et al. (2015), enquanto tanto em Milone et al. (2023), quanto em VISCACHA VII valores maiores (para além do limite da incerteza) foram encontrados. Finalmente, no caso do NGC 121, nosso resultado foi consistente com os de Dalessandro et al. (2016) (espectroscopia) e Milone et al. (2023) (ajuste de isócronas), mas maior que o ajuste visual de isócronas feito em VISCACHA VIII.

Do parágrafo anterior, destacamos que o código *SIESTA* foi capaz de recuperar, de maneira sistemáticas, valores de metalicidade consistentes com determinações espectroscópicas, mesmo quando *priors* uniformes foram usados para o parâmetro. Isto é um bom indicativo da capacidade do código de avaliar a metalicidade para aglomerados nos quais não há trabalhos espectroscópicos disponíveis para orientar os ajustes.

Em relação às idades, existe uma boa concordância entre resultados de múltiplos trabalhos. Para o L 114 e o L 91, nossos resultados são consistentes com os de Milone et al. (2023) e VISCACHA VII. Para o NGC 152, obtivemos um valor de acordo com os de VISCACHA VIIe Milone et al. (2023), considerando a solução ajustada usando a parte inferior do PSSPe do aglomerado. Por outro lado, ele é maior que o encontrado por VISCACHA VII. Vale mencionar contudo, que a distribuição de probabilidades de idade encontrada em VISCACHA VII apresenta um segundo pico, com idade próxima às anteriores. Tal bimodalidade foi atribuída à presença do PSSPe. No caso do L 113 nossa solução foi mais velha que a apresentada em Milone et al. (2023) e de acordo com as de VISCACHA VII. Já para o NGC 121, o melhor ajuste obtido com o código *SIESTA* é mais jovem que a determinação de VISCACHA VIIe consistente com Milone et al. (2023).

Para as determinações de distância, os valores aqui obtidos para os aglomerados

L 114, L 113 e L 91 estão de acordo com os de Milone et al. (2023) e VISCACHA VII. Para o NGC 152 nossa solução é consistente com a de Milone et al. (2023) e VISCACHA VIII e mais distante que a de VISCACHA IV. Para o NGC 121, obtivemos um módulo de distância maior que o de Milone et al. (2023), mas consistente com o de VISCACHA VIII.

Finalmente, os excessos de cor estão todos de acordo para o L 114, L 113, L 91 e NGC 152. A única diferença ocorre para o NGC 152, para o qual nossa determinação é consistente com as de VISCACHA IV e VISCACHA VIII, mas maior que a de Milone et al. (2023).

Existem algumas explicações para as diferenças encontradas entre as várias caracterizações feitas para os mesmos aglomerados. Em relação aos resultados de Milone et al. (2023), deve ser considerado que foram empregados catálogos diferentes, com diferentes determinações de probabilidade de pertencimento e métodos de filtragem de estrelas membro. Além disso, entre todas as caracterizações mencionadas anteriormente, o código *SIESTA* é o único que emprega DCMs sintéticos para ajustar os parâmetros, enquanto as demais fazem a comparação direta entre os dados observados e as isócronas. Tal diferença de abordagem também pode levar a variações nos resultados, ainda que os mesmos dados sejam empregados. Destacamos, contudo, que as diferenças entre todos os trabalhos jamais superaram o limite de 2σ .

Em relação às frações de binárias, a maioria dos resultados ficaram próximos de 13%, o que é um efeito do *prior* aplicado sobre este parâmetro. Para o NGC 152 e o NGC 121, contudo, valores consideravelmente maiores foram encontrados. Para o primeiro aglomerado, isto pode ser atribuído ao seu PSSPe, que faz com que a parte mais brilhante da sua sequência principal possua uma dispersão maior que a prevista por uma população estelar simples. Como a presença de binárias tem um efeito de produzir uma maior dispersão de estrelas no DCM, isto leva a um aumento na fração destes objetos, ainda que, fisicamente, o PSSPe esteja mais diretamente associado à presença de rotação (D’Antona et al., 2015; Dupree et al., 2017; D’Antona et al., 2017; Marino et al., 2018). No caso do NGC 121, por outro lado, como o aglomerado é densamente povoado por estrelas, o excesso da fração de binárias pode ser atribuído ao código *SIESTA* sendo capaz de reproduzir o maior número de estrelas que se sobrepõe na imagem observada.

C.5 Testes adicionais

Nas Seções C.3 e C.4 foram apresentados diversos testes demonstrando a capacidade do código *SIESTA* de encontrar parâmetros representativos dos DCMs de aglomerados de interesse. Na presente seção, descrevemos alguns testes adicionais feitos para avaliar o impacto de algumas escolhas durante a execução dos ajustes, especificamente, em relação ao truncamento do ruído fotométrico adicionado aos dados sintéticos, à estratégia de

remoção de estrelas artificiais e aos modelos de evolução estelar utilizados. Os resultados de todos os testes são comparados com os ajustes anteriores na Figura 84.

C.5.1 Impacto do truncamento do erro adicionado às magnitudes das estrelas artificiais

Como mencionado na Seção C.2, ao adicionar ruído gaussiano nas magnitudes das estrelas artificiais, optamos por truncar seu valor máximo ao próprio valor da incerteza esperada para aquela magnitude, uma vez que isto reproduzia melhor a dispersão apresentada nos dados observados (ver Figura 77). Para verificar como esta escolha impacta nos resultados do ajuste, nós repetimos a caracterização dos aglomerados nas mesmas condições da seção anterior, com *priors* não informativos em todos os parâmetros exceto fração de binárias para o NGC 152, o L 113 e o L 91 e com os mesmos *priors* uniformes mas restringindo o espaço de parâmetros, para o L 114 (Equação C.1) e para o NGC 121 (em torno da solução mais pobre em metais). A única diferença, em relação aos ajustes correspondentes da Seção C.4, foi a flexibilização do truncamento do ruído máximo, em três vezes o valor da incerteza.

Os resultados comparados com os obtidos originalmente podem ser vistos na Figura 84, onde vê-se que as soluções obtidas com os dois truncamentos são equivalentes, com diferenças sempre dentro dos intervalos das incertezas sobre os parâmetros. Assim, conclui-se que a estratégia de truncamento do ruído fotométrico na geração dos DCMs sintéticos teve pouco efeito sobre os ajustes, mesmo quando estes erros superestimam a dispersão presente nas observações.

Isto pode ser explicado por uma combinação de dois fatores. Primeiro, em geral, o número de estrelas artificiais cujas cores e magnitudes excedem a dispersão apresentada nos dados observados (como as vistas na Figura 77) é proporcionalmente pequeno ao tamanho da população gerada, de modo a não afetar significativamente os diagramas de Hess dos DCMs sintéticos. Além disso, mesmo que haja um caso no qual estas estrelas produzam um efeito não desprezível, ele afetará sistematicamente todos os DCMs sintéticos gerados com diferentes combinações e parâmetros. Desta forma, ao final do ajuste, os *posteriors* gerados, serão similares, mesmo variando o truncamento empregado.

C.5.2 Teste de diferentes receitas para a remoção de estrelas artificiais

Nos ajustes feitos anteriormente, foram empregadas funções de completeza empíricas para realizar a remoção de estrelas artificiais durante a geração dos DCMs sintéticos. Contudo, como foi mencionado na Seção 3.1 e aplicado para o aglomerado LW 459 na Seção 3.3, o código SIESTA também é capaz de realizar a remoção de estrelas utilizando amostragem de rejeição, para fazer com que a função de luminosidade das estrelas artificiais

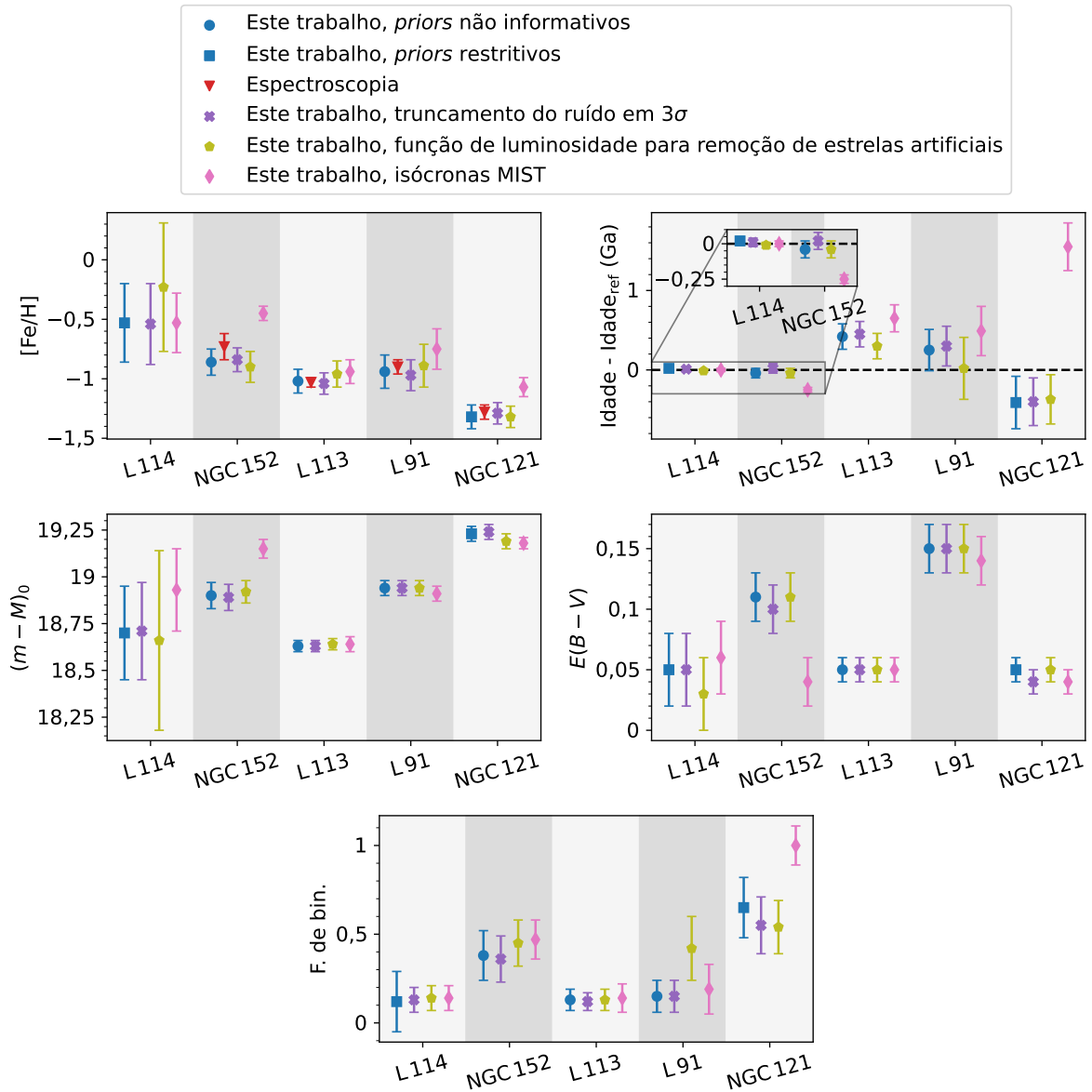


Figura 84 – Comparação entre os resultados de diversos testes feitos com o código SIESTA aplicado aos DCMs dos aglomerados L 114, NGC 152, L 113, L 91 e NGC 121. De modo similar às Figuras 78 e 83, cada painel contém resultados de um dos parâmetros ajustados, com a idade sendo apresentada como uma diferença em relação ao valor obtido por Milone et al. (2023). O primeiro ponto para cada aglomerado corresponde ao ajuste com *priors* não informativos em todos os parâmetros, exceto fração de binárias (círculo azul) ou com *priors* uniformes mais restritivos (quadrados azuis) no caso do L 114 e NGC 121. Para este último, entre as duas soluções obtidas, é exibida apenas a mais pobre em metais, considerada a mais adequada para o aglomerado.

se aproxime da observada.

Para verificar o efeito da receita de remoção de estrelas artificiais, repetimos os testes nas mesmas condições da Seção C.4 (com *priors* idênticos aos do teste anterior), mas usando o modo de remoção de estrelas via função de luminosidade. Como pode ser visto na Figura 84, os novos ajustes fornecem resultados consistentes em todos os parâmetros, com diferenças menores que as respectivas incertezas. Isto indica que, para os aglomerados analisados, as duas receitas de remoção de estrelas são equivalentes.

C.5.3 Influência da escolha de modelos de evolução estelar nos ajustes

Até o momento, todos os ajustes realizados com o código SIESTA foram feitos com a mesma grade de isócronas PARSEC+COLIBRI, descrita na Seção C.2. Como diversos trabalhos mostram (e.g., Barker & Paust, 2018; Gontcharov et al., 2019, 2020, 2021, 2023a,b, 2024), as incertezas de um ajuste performado com um certo modelo de evolução estelar frequentemente não são suficientes para acomodar as diferenças em relação a um outro ajuste, com um modelo distinto.

Assim, para testar a dependência dos resultados anteriores com a escolha de modelos de evolução estelar, nós repetimos os ajustes nas mesmas condições da Seção C.4, mas com isócronas sem rotação e com composição química na escala solar da base de dados MIST (Choi et al., 2016; Dotter, 2016), versão 1,2. As grade usada tem isócronas no mesmo intervalo e espaçamento em idade e metalicidade da anterior.

Antes de realizar os ajustes, na Figura 85 são exibidas as isócronas PARSEC-COLIBRI cujos parâmetros melhor ajustam os aglomerados L 114, NGC 152, L 113, L 91 e NGC 121. Especificamente, considera-se a solução obtida com *priors* não informativos em todos os parâmetros exceto fração de binárias para o NGC 152, o L 113 e o L 91 e com *priors* uniformes mas restringindo o espaço de parâmetros, para o L 114 (Equação C.1) e para o NGC 121 (em torno da solução mais pobre em metais). Junto delas, são mostradas também isócronas MIST de mesmos parâmetros, para comparação.

Vemos que, para o L 114, ambas as isócronas são bem próximas uma da outra. Para o NGC 152, em contrapartida, observamos as maiores diferenças, com as isócronas MIST apresentando um PSSP e um ramo das subgigantes menos brilhantes e um AV mais brilhante. Já para o L 113, L 91 e NGC 212, as isócronas MIST são, da sequência principal até o ramo das gigantes vermelhas, ligeiramente mais brilhantes e azuis que as PARSEC+COLIBRI. Tais diferenças entre isócronas MIST e PARSEC+COLIBRI são bem documentadas em Choi et al. (2016) e atribuídas ao uso de diferentes receitas para simular a perda de massa das estrelas e a variações entre as condições de contorno definidas no interior estelar.

Para os ajustes, foram usados *priors* não informativos em todos os parâmetros,

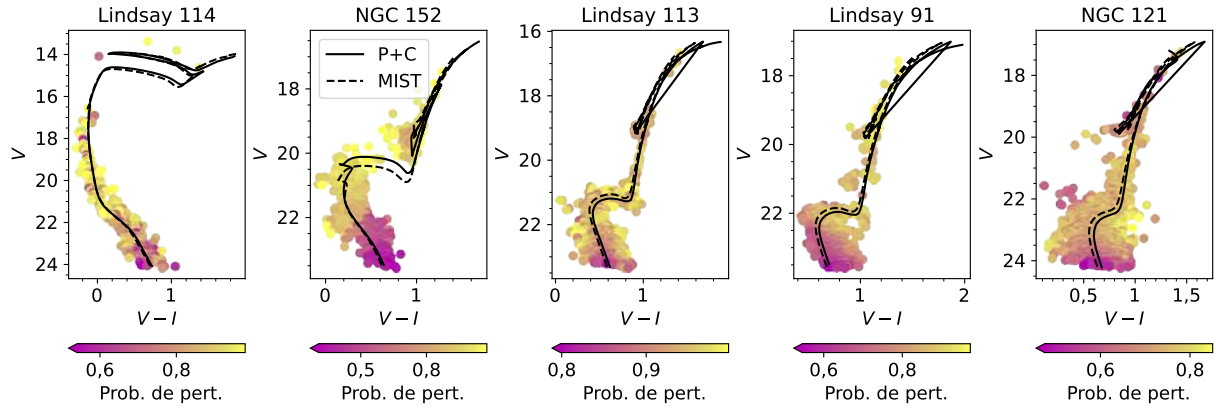


Figura 85 – Cada painel contém o DCM das estrelas membro de um dos aglomerados analisados neste apêndice, com as cores indicando suas respectivas probabilidades de pertencimento. A linha preta contínua mostra a isócrona PARSEC+COLIBRI com os parâmetros que melhor ajusta cada aglomerado (Tabela 11). A linha pontilhada, mostra a isócrona MIST correspondente à mesma combinação de parâmetros.

exceto na fração de binárias. No caso do L 114, da mesma forma que na caracterização anterior, foi necessário restringir o espaço de parâmetros em metalicidade para $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -0.6$. Para o NGC 121, por outro lado, não houve ambiguidade na distribuição de probabilidades de seus parâmetros, de tal sorte que não foi necessário aplicar nenhuma restrição adicional, como feito com as isócronas PARSEC+COLIBRI.

Comparando os resultados obtidos com as duas grades de isócronas (exibidos na Figura 84), vemos que para o L 114, L 113 e L 91, todos os parâmetros foram consistentes, dentro dos intervalos de incerteza. No caso do NGC 152 a solução obtida com isócronas MIST foi mais pobre em metais, mais jovem, mais distante e com um menor excesso de cor que a com isócronas PARSEC+COLIBRI. As diferenças entre as duas eram de três a quatro vezes o valor das incertezas de cada parâmetro. Já para o NGC 121 divergências significativas também ocorreram, com a solução vinda das isócronas MIST sendo mais velha e rica em metais e também com uma maior fração de binárias.

Vale destacar que os resultados para a metalicidade obtidos com isócronas PARSEC+COLIBRI são mais consistentes com as determinações espectroscópicas para os quatro aglomerados para os quais esta informação estava disponível na literatura científica. Isto poderia ser um indicativo de que estes modelos forneceram resultados mais adequados para os aglomerados do que as isócronas MIST. De toda forma, os testes demonstram que a escolha dos modelos de evolução estelar, de fato, podem levar a diferenças nos resultados para além do que o previsto pelas suas respectivas incertezas, em particular para idades em torno de ~ 1 Gano e ~ 10 Ga.