

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL**

INSTITUTO DE FÍSICA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO

**ESTUDO DE EVOLUÇÃO ESTELAR ATRAVÉS  
DE AGLOMERADOS GLOBULARES  
GALÁTICOS**

**FABÍOLA CAMPOS**

**ORIENTADOR: DOUTOR KEPLER DE SOUZA OLIVEIRA FILHO**

**CO-ORIENTADOR: DOUTOR CHARLES JOSÉ BONATTO**

Porto Alegre – RS

Julho/2013

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL**

INSTITUTO DE FÍSICA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO

**ESTUDO DE EVOLUÇÃO ESTELAR ATRAVÉS  
DE AGLOMERADOS GLOBULARES  
GALÁTICOS**

**FABÍOLA CAMPOS**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação do  
Instituto de Física da Universidade Federal do Rio  
Grande do Sul, como parte dos requisitos para a ob-  
tenção do título de Doutor em Física

Orientador: Doutor Kepler de Souza Oliveira Filho

Co-orientador: Doutor Charles José Bonatto

Porto Alegre – RS

Julho/2013

A meus pais.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus pais, Maria Elena Farias de Campos e João Maria de Campos, por sempre acreditarem em mim e por terem me incentivado e ajudado a sempre seguir em frente.

Agradeço meu namorado, Ricardo Leão Koch, por sempre estar ao meu lado para dizer que tudo ia dar certo, pelos abraços e palavras de incentivo em todos os momentos de dificuldade.

Ao meu orientador Kepler de Souza Oliveira Filho e meu co-orientador Charles José Bonatto por compreenderem os momentos de dificuldade que passei durante esse percurso e por tudo que fui capaz de aprender pela experiência e exemplo deles.

Agradeço a Professora Maria de Fátima Oliveira Saraiva pela minha primeira bolsa de iniciação científica na Astronomia, a confiança que tu depositastes em mim foi muito importante.

Ao pessoal do laboratório de Astrofísica, que me recebeu tão bem quando cheguei por lá ainda na iniciação científica, eu agradeço pela agradável convivência diária, a ajuda e os momentos de confraternização.

Agradeço a todos os meus amigos que, de uma maneira ou de outra, percorreram esse percurso comigo.

Por fim, agradeço a uma pessoa que, infelizmente não está mais entre nós, mas que é e sempre será um exemplo para mim: Professora Ruth de Souza Schneider. Mais do que uma professora, ela foi uma grande amiga, não só para mim, mas como para todos seus alunos, e segue como um exemplo a ser seguido.

*Diz a mecânica quântica  
Que as partículas atômicas  
Se comportam de um jeito  
Quando são observadas  
E de outro quando estão sós  
(como aliás, todos nós)  
E quem nos assegura  
Que o universo está aí  
Não é como aí está  
Quando ninguém está olhando?  
E quando os astrônomos  
Se viram do telescópio  
Para a prancheta  
O universo não faz uma careta?*

L. F. Veríssimo

## RESUMO

Nós apresentamos ajustes multicromáticos de isócronas ao diagrama cor-magnitude do aglomerado globular NGC 6366, baseados em dados fotométricos que obtivemos com o *Southern Astrophysical Research (SOAR) Telescope* e de arquivos do *Hubble Space Telescope (HST) ACS/WFC*. Nós corrigimos os dados por avermelhamento diferencial e calculamos a linha de tendência média dos diagramas cor-magnitude. Nós comparamos os dados com modelos de isócronas estelares de *Dartmouth Stellar Evolution Database* e *PAdova and TRieste Stellar Evolution Code*, ambos com a difusão microscópica começando na sequência principal. Considerando todas as determinações prévias de metalicidade desse aglomerado, nós testamos de metalicidades  $[Fe/H]=-1.00$  até  $[Fe/H]=-0.50$ , e idades de 9 a 13 Ganos. Depois de determinar a extinção total para seletiva somente com estrelas pertencentes ao aglomerado,  $R_V=3.06 \pm 0.14$ , nós encontramos os parâmetros para esse aglomerado com sendo avermelhamento  $E(B-V)=0.69 \pm 0.02(\text{int}) \pm 0.04(\text{ext})$ , módulo de distância  $(m-M)_V=15.02 \pm 0.07(\text{int}) \pm 0.13(\text{ext})$ ,  $Idade=11 \pm 1.15$  Ganos. Os modelos evolucionários falham em reproduzir a sequência de baixa  $T_{\text{ef}}$  em diagramas cor-magnitude de multi-bandas, indicando que eles ainda tem uma descrição incompleta. Nós encontramos que as isócronas de *Dartmouth Stellar Evolution Database* ajustam melhor o ramo das sub gigantes e baixa sequência principal do que as isócronas de *PAdova and TRieste Stellar Evolution Code*.

O uso de anãs brancas de aglomerados globulares em vez de anãs brancas do campo no estudo da formação, propriedades físicas e evolução estelar é justificado por vários fatores. Dentre eles o fato de que as anãs brancas mais frias de aglomerados globulares velhos são remanescentes das estrelas mais velhas que se formaram durante a formação do halo, ou seja, trazem informação da época em que a Galáxia estava se formando. Utilizamos as tabelas fotométricas de dados obtidos com o HST/ACS por Richer et al. (2008) e Bedin et al. (2009) dos aglomerados globulares NGC 6397 e M 4, respectivamente, que alcançam a volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas. Com a análise da sequência de esfriamento desses aglomerados, demonstramos que a cristalização de anãs brancas acontece através da liberação de calor latente. Demonstramos também, pela primeira vez, o problema dos modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas na volta para o azul e propormos que uma possível solução é, além de considerar o efeito da absorção induzida por colisão, é também necessário considerar que na atmosfera de anãs brancas mais frias de aglomerados globulares há uma mistura de  $H$  e  $He$ , em vez de uma atmosfera de  $H$  puro.

**Palavras-chave:** Aglomerados globulares, Diagrama Cor-magnitude, Cristalização, Absorção Induzida por Colisão

# ABSTRACT

We present multichromatic isochrone fits to the colour-magnitude data of the globular cluster NGC 6366, based on photometric data obtained with Southern Astrophysical Research (SOAR) Telescope and archive data from Hubble Space Telescope (HST) ACS/WFC. We corrected the photometric data for differential reddening and calculated the mean ridge line of the colour magnitude diagrams. We compared the isochrones of Dartmouth Stellar Evolution Database and PAdova and TRieste Stellar Evolution Code, both with microscopic diffusion starting on the main sequence. Bracketing all previous determinations of this cluster, we tested metallicities from  $[Fe/H]=-1.00$  to  $[Fe/H]=-0.50$ , and ages from 9 to 13 Gyrs. After determining the total to selective extinction ratio only from stars belonging to this cluster, obtaining  $R_V=3.06 \pm 0.14$ , we found the parameters for this cluster to be reddening  $E(B-V)=0.69 \pm 0.02(\text{int}) \pm 0.04(\text{ext})$ , distance modulus  $(m-M)_V=15.02 \pm 0.07(\text{int}) \pm 0.13(\text{ext})$ ,  $Age=11 \pm 1.15 \text{ Gyr}$ . Evolutionary models fail to reproduce the low- $T_{\text{eff}}$  main sequence in multi-band colour magnitude diagrams, indicating that they still have an incomplete physical description. We found that the Dartmouth Stellar Evolution Database isochrones fit better the sub giant branch and low main sequence than the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code.

The use of white dwarf stars from globular clusters instead of field white dwarf stars in the study of formation, physical properties and stellar evolution is justified by several factors. Among them is the fact that the coolest white dwarf stars in old globular clusters are remnants of the oldest stars that formed during the formation of the Galactic halo, i. e., bring us information about the time that the Galaxy was still forming. We use the photometric data obtained with the HST/ACS by Richer et al. (2008) and Bedin et al. (2009) of the globular clusters NGC 6397 and M 4, respectively, that reach the blue turn of the white dwarf cooling sequence. With the analysis of the cooling sequence of these clusters, we demonstrated that the crystallization of white dwarfs occurs with the release of latent heat. Also, we demonstrate, for the first time, the problem of the blue turn in the white dwarf cooling sequence and propose that a possible solution is, in addition to considering the effect of collision-induced absorption, it is necessary to consider that the atmosphere of cooler white dwarf stars is composed by a mixture of  $H$  and  $He$ , rather than an atmosphere of pure  $H$ .

**Keywords:** Globular clusters, Color-magnitude Diagram, Crystalization, Collision Induced Absorption



## LISTA DE FIGURAS

1.1	Concepção artística da Via Láctea . . . . .	15
1.2	Estrutura do modelo de Herschel . . . . .	17
1.3	Estrutura do modelo de Kapteyn . . . . .	18
1.4	Estrutura do modelo de Shapley . . . . .	19
1.5	Estrutura do modelo de Shapley . . . . .	19
1.6	Exemplo de fotometria de abertura . . . . .	22
1.7	Campo muito populoso e confusão de fonte. . . . .	23
1.8	Curvas de transmissão relativas para os sistemas HST/WFPC2 e Johnson-Cousins-Glass. . . . .	25
1.9	Diagrama cor-magnitude de um aglomerado “velho”. . . . .	27
1.10	Diagramas cor-magnitude publicados por Piotto et al. (2002). . . . .	28
1.11	Parte da região de Ophiuchi, uma das regiões estudadas por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003). . . . .	36
2.1	Posição dos aglomerados globulares NGC 6366, M 4 e NGC 6397 em relação a Galáxia. . . . .	39
2.2	Função de luminosidade da sequência de esfriamento das anãs brancas de NGC 6397 com funções de luminosidade teóricas normalizadas. . . . .	40
2.3	Diagrama Cor-Magnitude publicado por Alonso et al. (1997). . . . .	42
2.4	Comparação da linha média de NGC 6366 e de aglomerados globulares do halo com metalicidade similar e aglomerados globulares do disco com metalicidade similar. . . . .	43
2.5	Diagrama Cor-Magnitude de NGC 6366 publicado por Sarajedini et al. (2007). . . . .	44

2.6	Imagens na banda fotométrica B em três diferentes tempos de exposição. . . . .	45
2.7	Diagrama cor-magnitude do aglomerado globular NGC 6366, com dados obtidos com o telescópio SOAR em 2005. . . . .	47
2.8	Diagrama cor-magnitude do aglomerado globular NGC 6366, com dados obtidos com o telescópio espacial Hubble. . . . .	48
2.9	Possíveis anãs brancas do aglomerado globular NGC 6366. . . . .	49
2.10	Aglomerado globular NGC 6397. . . . .	50
2.11	Diagrama cor-magnitude publicado por Kaluzny (1997). . . . .	51
2.12	Deslocamento por movimento próprio, entre 1994, 1997 e 2005, das estrelas no campo da ACS na direção de NGC 6397. . . . .	53
2.13	Diagramas cor-magnitude do aglomerado globular NGC 6397 com separação estrela-galáxia e todas com correção por movimento próprio. . . . .	54
2.14	Diagrama cor-magnitude publicado por Richer et al. (2008). . . . .	55
2.15	Diagrama cor-magnitude publicado por Korn et al. (2007) com os quatro grupos de estrelas . . . . .	56
2.16	Diagrama cor-magnitude da sequência principal do aglomerado NGC 6397 com estrelas selecionadas por movimento próprio e corrigidas por avermelhamento diferencial. . . . .	58
2.17	Diagrama cor-magnitude do aglomerado globular NGC 6397. . . . .	59
2.18	Ajuste dos modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas com atmosfera de H de Bergeron (2008). . . . .	60
2.19	Sequência de esfriamento das anãs brancas do NGC 6397 com ajuste de modelos de Bergeron (2008) de massa constante. . . . .	61
2.20	Funções de luminosidade da sequência de esfriamento das anãs brancas de NGC 6397 dos dados de Richer et al. (2008) e Hansen et al. (2007) . . . . .	62
2.21	Função de luminosidade da sequência de esfriamento das anãs brancas de NGC 6397 com funções de luminosidade teóricas normalizadas. . . . .	63
2.22	O aglomerado globular M 4, imagem composta Light-Red-Green-Blue. . . . .	64
2.23	Diagramas cor-magnitude de M 4 obtidos por Alcaino e Liller (1987). . . . .	65

2.24	Diagrama cor-magnitude de M 4 com dados WFPC2/HST obtidos por Richer et al. (1995). . . . .	66
2.25	Sequência de esfriamento das anãs brancas de M 4 com dados WFPC2/HST obtidos por Richer et al. (1995). . . . .	68
2.26	Diagrama cor-magnitude de M 4 e NGC 6397 dos dados obtidos por Bedin et al. (2009) e Richer et al. (2008) respectivamente. . . . .	69
2.27	Diagrama cor-magnitude publicado por Mucciarelli et al. (2011) com as estrelas com medidas espectroscópicas marcadas. . . . .	70
3.1	Imagens SOAR e Hubble sobrepostas. . . . .	73
3.2	Os diagramas de densidade de estrelas de Hess médio, mais azul (direita-acima) e mais vermelho (direita-abixo) de NGC 6366. . . . .	76
3.3	O mapa de avermelhamento para o aglomerado globular NGC 6366. . . . .	77
3.4	Posição de quatro estrelas com o valor de $R_V$ determinado por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003). . . . .	78
3.5	Ajustes de isócronas de <i>Dartmouth Stellar Evolution Database</i> à linha de tendência média de NGC 6366 na cor $U - V$ . . . . .	81
3.6	Ajustes das isócronas de PARSEC e DSED à linha de tendência média de dados ACS de NGC 6366. . . . .	82
3.7	Ajustes de isócronas para dados do SOAR. . . . .	83
4.1	A fração da temperatura de fusão da mistura carbono/oxigênio $T$ pela temperatura de fusão de carbono puro $T_C$ , versus a fração de oxigênio $x_O = 1 - x_C$ . . . . .	88
4.2	Modelos de função de luminosidade ajustados à função de luminosidade observada do aglomerado NGC 6397. . . . .	89
4.3	Modelos de função de luminosidade ajustados à função de luminosidade observada do aglomerado M 4. . . . .	90
4.4	Diagrama cor-magnitude de NGC 6397 dos dados obtidos por Richer et al. (2008) com o nosso ajuste de isócronas de DSED. . . . .	92
4.5	Diagrama cor-magnitude de M 4 dos dados obtidos por Bedin et al. (2009) com o nosso ajuste de isócronas de DSED. . . . .	92

4.6	Sequência de esfriamento das anãs brancas de NGC 6397 dos dados obtidos por Richer et al. (2008) com cores calculadas de modelos de atmosferas de Pierre Bergeron para esse trabalho. . . . .	93
4.7	Sequência de esfriamento das anãs brancas de M 4 obtidos por Bedin et al. (2009)	93
4.8	Diagrama cor-magnitude da sequência de esfriamento das anãs brancas observadas em NGC 6397 e M 4. . . . .	94
4.9	Função de luminosidade das anãs brancas observadas em NGC 6397. . . . .	95
4.10	Função de luminosidade das anãs brancas observadas em M 4. . . . .	96
4.11	Sequência de esfriamento das anãs brancas de NGC 6397 com modelos de atmosferas formadas por uma mistura de H e He, calculados por Pierre Bergeron para esse trabalho. . . . .	97
4.12	Sequência de esfriamento das anãs brancas de M 4. . . . .	98

## LISTA DE TABELAS

1.1	Distâncias dos cinco aglomerados globulares mais próximos do Sol na literatura recente. . . . .	16
1.2	Algumas determinações da distância ao centro Galáctico. . . . .	20
1.3	Valores médios da extinção total para seletiva de oito regiões estudadas por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003). . . . .	36
1.4	Valores de distância ao Sol e $R_V$ para estrelas muito próximas na região de Ophiuchi. . . . .	37
2.1	Reprodução de parte da tabela 3 de Korn et al. (2007). . . . .	57
2.2	Reprodução de parte da tabela 1 de Mucciarelli et al. (2011). . . . .	71
3.1	Tempo de exposição e largura a meia altura (FWHM) de todas as nossas imagens do SOAR. . . . .	73
3.2	Equações de calibração para o sistema fotométrico padrão dos dados SOAR . .	75

# SUMÁRIO

<b>CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO</b>	<b>15</b>
1.1 Perspectiva Histórica . . . . .	16
1.2 Fotometria de Aglomerados Globulares . . . . .	21
1.2.1 Fotometria de abertura e Função de espalhamento puntual (PSF) . . . . .	22
1.2.2 Sistema Fotométrico Padrão . . . . .	25
1.2.3 Diagrama Cor-Magnitude . . . . .	26
1.3 Incertezas nos parâmetros de aglomerados globulares . . . . .	29
1.3.1 Modelos de Evolução Estelar . . . . .	30
1.3.2 Múltiplas Populações em aglomerados globulares . . . . .	33
1.3.3 Avermelhamento Interestelar . . . . .	34
1.4 Objetivos . . . . .	37
<b>CAPÍTULO 2 – OBJETOS ALVO</b>	<b>39</b>
2.1 Aglomerado Globular NGC 6366 . . . . .	40
2.1.1 Perspectiva histórica . . . . .	40
2.1.2 Nossa análise prévia dos dados SOAR e HST/ACS . . . . .	44
2.2 Aglomerado Globular NGC 6397 . . . . .	50
2.2.1 Perspectiva histórica . . . . .	50
2.2.2 Nossa análise prévia dos dados HST/ACS . . . . .	56
2.3 Aglomerado Globular M4 . . . . .	64

2.3.1	Perspectiva histórica . . . . .	64
<b>CAPÍTULO 3 – ANÁLISE MULTICROMÁTICA DE DIAGRAMAS COR-MAGNITUDE DE NGC 6366</b>		<b>72</b>
3.1	Dados Fotométricos . . . . .	72
3.1.1	Redução do dados SOAR . . . . .	74
3.2	Avermelhamento diferencial . . . . .	75
3.3	Razão da extinção total para seletiva $R_V$ . . . . .	77
3.4	Análise dos dados SOAR e ACS . . . . .	79
3.5	Resultados e Conclusões . . . . .	84
<b>CAPÍTULO 4 – ANÃS BRANCAS EM AGLOMERADOS GLOBULARES</b>		<b>86</b>
4.1	Cristalização de anãs brancas . . . . .	87
4.2	A volta para o azul . . . . .	96
<b>CAPÍTULO 5 – PERSPECTIVAS</b>		<b>100</b>
<b>REFERÊNCIAS</b>		<b>102</b>
<b>APÊNDICE A – FOTOMETRIA POR AJUSTE DE FUNÇÃO DE ESPALHAMENTO PUNTUAL (PSF)</b>		<b>114</b>
<b>ANEXO A – ARTIGOS PUBLICADOS</b>		<b>120</b>

# Capítulo 1

## INTRODUÇÃO

---

---

Aglomerados globulares são definidos como sistemas auto gravitantes, contendo entre dez mil e cerca de um milhão de estrelas, aproximadamente esféricos, que se localizam desde próximos ao centro Galáctico até as regiões mais longínquas do halo. Os aglomerados globulares têm alta densidade de estrelas e um formato delimitado pela gravidade mútua entre suas estrelas, ou seja, rotação não é importante e são sistemas puramente estelares já que, aparentemente não possuem gás ou poeira significativa; gás e poeira das perdas de massa e explosão de supernovas foram liberados principalmente no primeiro bilhão de anos, enquanto as estrelas de baixíssima massa ainda estavam se formando. Na nossa Galáxia, a maioria dos aglomerados têm mais do que dez bilhões de anos e suas metalicidades são menores do que a do Sol por fatores de 2 a 200 (Zinn 1985).

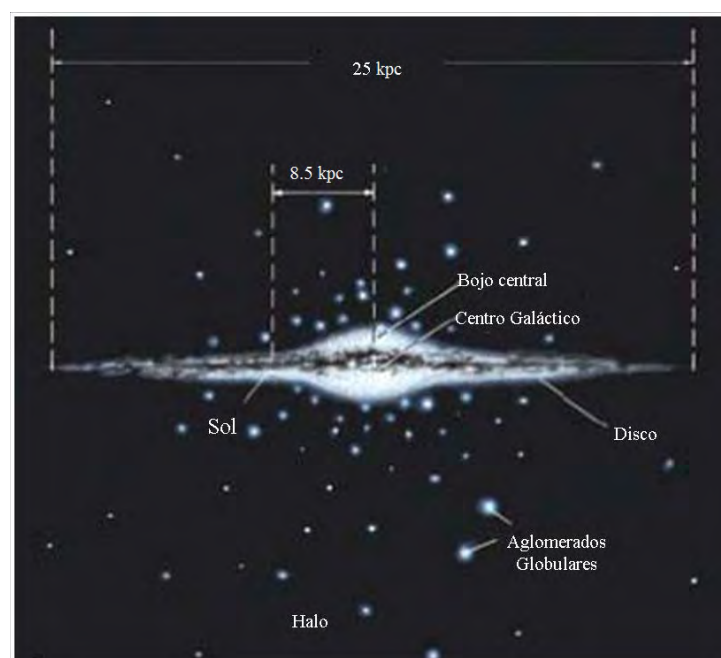


Figura 1.1: Concepção artística da Via Láctea



Aglomerado Globular	<i>Distância</i> (kpc)
M 4	2.20 (Bica et al. 2006)*
NGC 6397	2.53 (Hansen et al. 2007)
NGC 6544	2.60 (Bica et al. 2006)*
NGC 6656	3.20 (Bica et al. 2006)*
NGC 6366	3.75 (Sarajedini et al. 2007)

Tabela 1.1: Distâncias dos cinco aglomerados globulares mais próximos do Sol na literatura recente. \*Bica et al. (2006) e referências lá citadas.

Muitos dos aglomerados globulares da nossa Galáxia podem ser vistos a olho nu e são conhecidos desde a antiguidade, mas os menos populosos e de menor brilho superficial só foram descobertos com observações mais profundas. O número atual de aglomerados globulares contabiliza  $\sim 160$  ([www.eso.org/public/news/eso1141/](http://www.eso.org/public/news/eso1141/)), mas ainda pode haver alguns que não foram descobertos por terem um brilho superficial muito fraco ou por estarem muito próximos ao plano da Via Láctea, o que causa obscurecimento e confusão com as estrelas de campo, prejudicando a identificação.

## 1.1 Perspectiva Histórica

Há certa controvérsia a respeito de quem descobriu o primeiro aglomerado globular, mas Edmond Halley, Philippe Loys de Chéseaux e Charles Messier afirmaram, em diferentes épocas, que em 1665 Abraham Ihle, um astrônomo amador, descobriu M 22 que foi classificado como uma nebulosa na época. Messier, em 1764, foi o primeiro a identificar estrelas individuais em um aglomerado globular, M 4, o mais próximo do Sol. Ele descreveu como um “aglomerado de estrelas muito pequenas (fracas)”. Em 1782, William Herschel iniciou um programa de buscas utilizando telescópios aproximadamente duas vezes maiores do que os de Messier, que tinham até 19 cm de diâmetro. Na época eram conhecidos 33 aglomerados globulares. Herschel os resolveu em estrelas e encontrou mais 37 aglomerados globulares. Herschel também foi o primeiro a usar o termo “Aglomerado Globular” para descrever esses objetos.

Antes do estudo da distribuição dos aglomerados globulares na Galáxia, os modelos estruturais da Via Láctea levavam em consideração somente a distribuição das estrelas. Herschel (1785) tentou determinar o formato da Galáxia contando o número de estrelas até um limite de brilho aparente em diferentes regiões do céu. Ele assumiu que todas as estrelas tinham o mesmo brilho intrínseco, que elas estavam distribuídas uniformemente e propôs que ele podia ver todas as estrelas até o limite da Galáxia. Ele concluiu que a Via Láctea era achatada e que o Sol se localizava muito próximo ao centro da distribuição estelar (figura 1.2). Mas esse modelo não

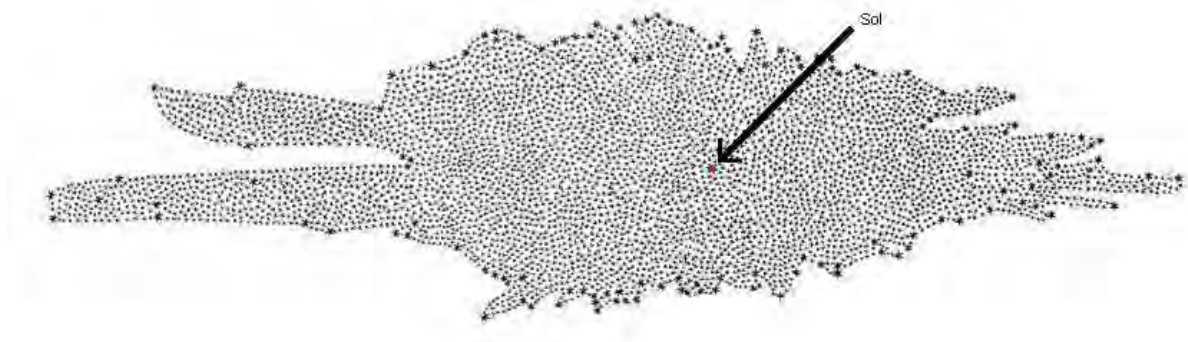


Figura 1.2: Estrutura do modelo de Herschel adaptada, de [www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/Ast162/Unit4/Images/Herschel\\_MW\\_1785.jpg](http://www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/Ast162/Unit4/Images/Herschel_MW_1785.jpg).

tinha escala de tamanho devido ao fato de Herschel não ter medidas de luminosidade intrínseca das estrelas que observou.

Em 1922, Jacobus Kapteyn decidiu estudar as estrelas em aproximadamente 200 áreas distribuídas no céu. Estudando placas fotográficas das diferentes áreas em diferentes anos, ele contou o número de estrelas de diferentes luminosidades e mediu pequenos deslocamentos nas posições das estrelas (movimento próprio). Examinando o movimento próprio de estrelas com paralaxes trigonométricas (distâncias) e magnitudes medidas, Kapteyn encontrou uma relação entre essas três propriedades. Então ele generalizou essa relação para um grande número de estrelas e derivou uma função estatística que expressava distâncias médias. Essa relação foi chamada de Relação de Paralaxe Média.

Com a relação de paralaxe média, Kapteyn pôde estimar a distância média para estrelas de distintas luminosidades e, com isso, pôde fornecer a primeira estimativa de tamanho da Via Láctea. Já com a contagem de número de estrelas, Kapteyn obteve a distribuição tridimensional das estrelas no espaço. No modelo encontrado por Kapteyn (figura 1.3) a Galáxia tinha um formato de esfera achatada nos polos e o Sol se localizava a uma distância de 650 pc do centro, muito menor que o valor atual.

Em 1914, Harlow Shapley iniciou a publicação de uma série de artigos sobre aglomerados globulares que produziram uma revolução na compreensão da estrutura galáctica. Em 1918 Shapley argumentou que as estrelas podem estar distribuídas em uma faixa estreita do céu, mas os aglomerados globulares estão distribuídos por todo o céu e essa distribuição não é uniforme. Ele afirmou que na realidade a distribuição de estrelas mostra uma concentração na direção da grande nuvem de estrelas em Sagitário, que define a região mais luminosa da Galáxia, e que, sendo os aglomerados globulares os maiores agrupamentos da Galáxia, se esperaria que esses

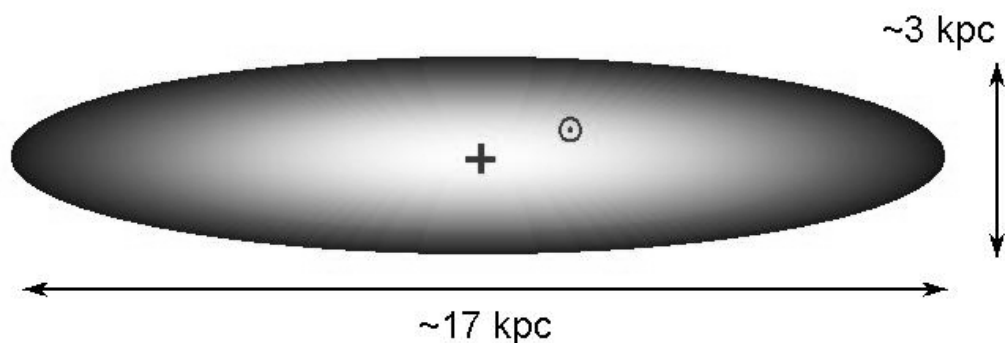


Figura 1.3: Estrutura do modelo de Kapteyn adaptada de [www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/Ast162/Unit4/Images/kapteyn.gif](http://www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/Ast162/Unit4/Images/kapteyn.gif).

elementos estivessem homoganeamente distribuídos ao redor do centro do sistema. O fato da distribuição dos aglomerados globulares vista do referencial do Sol não ser homogênea implica que o centro da Galáxia está consideravelmente distante do Sol; Shapley estimou que a distância do Sol ao centro da Galáxia era de 15 kpc (figura 1.4).

Mas o valor de distância do Sol até o centro da Galáxia encontrado por Shapley estava superestimado devido ao fato de ele não levar em consideração o avermelhamento interestelar, efeito que teve a existência comprovada somente em 1930, com o trabalho de Robert J. Trumpler.

Trumpler (1930) comparou duas técnicas de determinação de distâncias de aglomerados abertos: fotometria e diâmetro angular. A determinação de distâncias por fotometria fotográfica é baseada nas magnitudes e tipos espectrais de seus membros; já a determinação por diâmetro angular assume que aglomerados abertos de mesma subclasse têm o mesmo diâmetro, ou seja, os aglomerados abertos de constituição similar deveriam ter, em média, as mesmas dimensões. Portanto, é possível determinar a distância comparando com aglomerados abertos de mesma subclasse. Com a comparação dessas duas técnicas, Trumpler (1930) argumentou que, se não houvesse absorção de luz presente, as duas determinações deveriam estar em perfeito acordo e que os aglomerados abertos deveriam estar distribuídos ao longo da linha reta que divide a figura 1.5, mas que a curva pontilhada é que dá a relação entre as duas determinações de distância, encontrando que o valor geral da absorção é de 0.7 magnitudes fotográficas para cada 1000 parsecs.

O valor de distância até o centro da Galáxia ainda é incerto, pois determinações da distância ao centro da Galáxia com diferentes métodos variam de  $R_0 \sim 7 - 9$  kpc (tabela 1.2). As estimativas mais recentes obtidas através do estudo do período da órbita da estrela SO-2 em torno

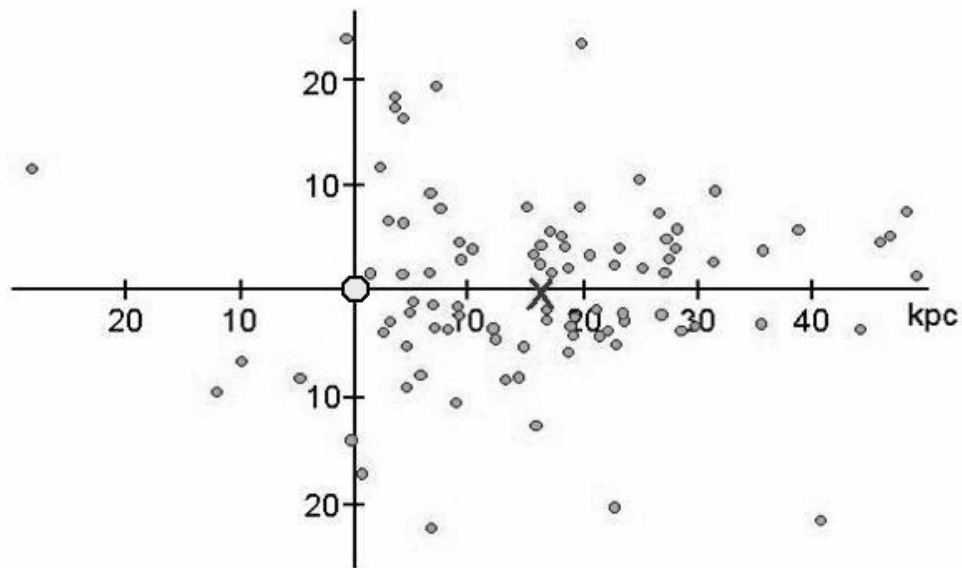


Figura 1.4: Estrutura do modelo de Shapley adaptada de [www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/Ast162/Unit4/Images/ShapleyGCs.gif](http://www.astronomy.ohio-state.edu/~pogge/Ast162/Unit4/Images/ShapleyGCs.gif).

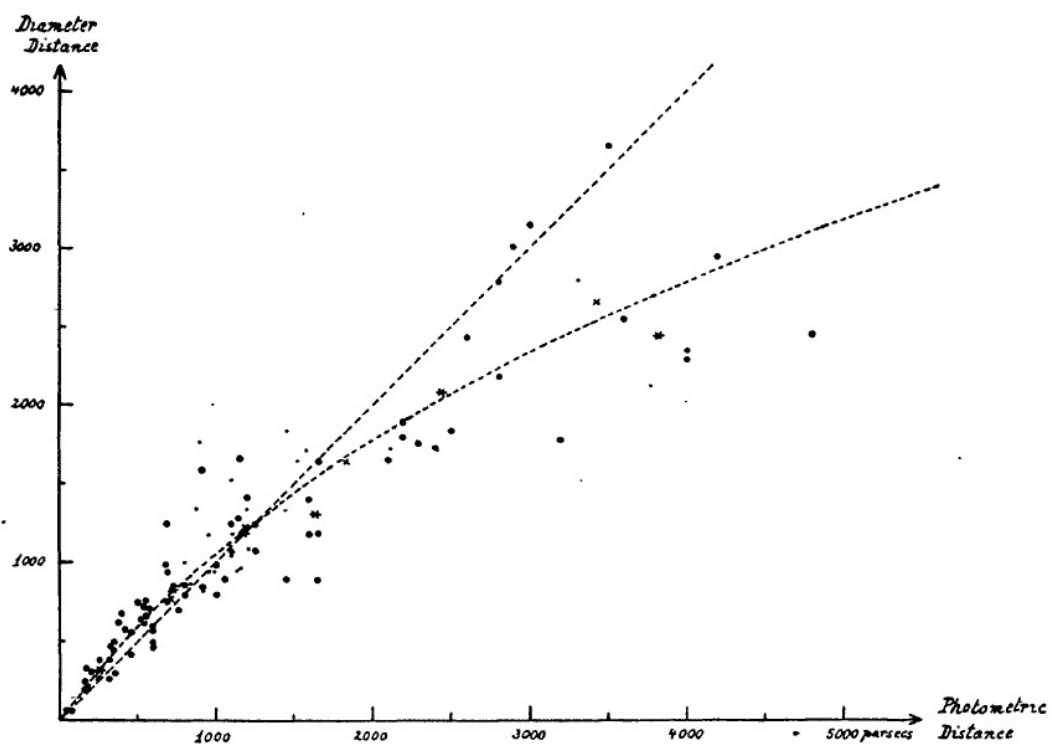


Figura 1.5: Comparação de determinações de distância de 100 aglomerados abertos (Trumpler 1930) pelo método fotométrico e pelo método de diâmetro.

do buraco negro central encontraram valores consistentes entre si, Ghez et al. (2008) encontrou  $R_0 = 8.4 \pm 0.4$  kpc enquanto Gillessen et al. (2009) encontrou  $8.28 \pm 0.15$  kpc. No entanto, o buraco negro pode não estar no centro de distribuição de massa da Galáxia (Merritt e Milosavl-

jević 2005, e referências lá citadas). O valor mais recente de  $R_0$  foi determinado por Matsunaga et al. (2013) através do estudo de estrelas variáveis do tipo Cefeida localizadas na direção do bojo. Com um estudo baseado em simetrias e distribuição espacial de 116 aglomerados globulares, Bica et al. (2006) encontraram um valor da distância galactocêntrica  $R_0 = 7.2 \pm 0.3$  kpc, mas esse valor pode estar subestimado, pois os efeitos do valor diferencial do avermelhamento em diferentes direções da Galáxia e avermelhamento diferencial no próprio aglomerado não foram levados em consideração e, como mostraremos mais adiante, esse efeito é extremamente importante, principalmente para obter uma determinação precisa da distância.

Referência	$R_0$ (kpc)	Método	Número de objetos
Fernley et al. (1987)	$8.0 \pm 0.65$	estrelas RR Lyrae	70
Udalski (1998)	$8.1 \pm 0.15$	estrelas RR Lyrae	73
Majaess (2010)	$8.10 \pm 0.60$	estrelas RR Lyrae	1888
Whitlock (1992)	9.1	variáveis Mira	104
Groenewegen e Blommaert (2005)	$8.8 \pm 0.4$	variáveis Mira	2691
Kraft e Schmidt (1963)	$9.8 \pm 1.4$	Cefeidas	152
Caldwell e Coulson (1987)	$7.8 \pm 0.7$	Cefeidas	194
Matsunaga et al. (2013)	$8.05 \pm 0.37$	Cefeidas Tipo II	14
Paczynski e Stanek (1998)	$8.4 \pm 0.4$	estrelas do <i>red clump</i>	$\sim 10000$
Babusiaux e Gilmore (2005)	$7.7 \pm 0.15$	estrelas do <i>red clump</i>	várias
Nishiyama et al. (2006)	$7.51 \pm 0.10 \pm 0.35$	estrelas do <i>red clump</i>	$> 50000$
Eisenhauer et al. (2003)	$7.94 \pm 0.42$	estrelas orbitando o buraco negro	1
Eisenhauer et al. (2005)	$7.62 \pm 0.32$	estrelas orbitando o buraco negro	1
Ghez et al. (2008)	$8.4 \pm 0.4$	estrelas orbitando o buraco negro	1
Gillessen et al. (2009)	$8.28 \pm 0.15$	estrelas orbitando o buraco negro	1
Reid et al. (1988)	$7.1 \pm 1.5$	$H_2O$ maser spots	1
Reid et al. (2009)	$7.9^{+0.8}_{-0.7}$	$H_2O$ maser spots	2
Maciel (1993)	$7.6 \pm 0.4$	aglomerados globulares	147
Bica et al. (2006)	$7.2 \pm 0.3$	aglomerados globulares	116
Vanhollebeke et al. 2009	$8.70^{+0.57}_{-0.43}$	OGLE & 2-MASS	$6.53 \times 10^6$
Trippe et al. (2008)	$8.07 \pm 0.32 \pm 0.13$	paralaxe estatística	6037

Tabela 1.2: Algumas determinações da distância ao centro Galáctico ( $R_0$ ) através de diferentes métodos.

Malkin (2013) analisou 52 determinações de distância ao centro da Galáxia ( $R_0$ ) publicadas entre 1992 e 2011 e mostrou que esses dados não mostram uma tendência significativa, isto é, não há convergência dos valores obtidos por métodos diferentes. Mesmo assim, Malkin (2013) afirmou ter descoberto uma redução nos valores das incertezas de determinações de  $R_0$  com o tempo.

Shapley, junto com Helen Sawyer, definiu 12 classes de concentração dos aglomerados globulares (Shapley e Sawyer 1927). Os mais concentrados foram identificados como de classe I, e os de menor concentração foram identificados como de classe XII. Essa é a Classe de Concentração de Shapley-Sawyer. Hoje em dia essa medida da estrutura dos aglomerados globulares

foi substituída por análises mais detalhadas da distribuição radial das estrelas nesses sistemas, tais como perfil radial, função de distribuição de massa e função de luminosidade.

Zinn (1985) propôs que os aglomerados globulares galácticos formam duas populações distintas. Os aglomerados globulares pobres em metais  $[Fe/H] \equiv [\log(N_{Fe}/N_H)] - [\log(N_{Fe}/N_H)_{Sol}] < -0.8$  têm distribuição espacial aproximadamente esférica, em torno do centro da Galáxia, e quase nenhuma velocidade rotacional. Já os aglomerados globulares ricos em metais ( $[Fe/H] > -0.8$ ) têm uma distribuição espacial achatada, característica que ele classificou como constituintes do disco, e de maior velocidade rotacional. Barbuy, Bica e Ortolani (1998) classificaram os aglomerados globulares ricos em metais como pertencentes à população do bojo.

## 1.2 Fotometria de Aglomerados Globulares

Medindo o fluxo das estrelas que compõem um aglomerado globular, pode-se estudar várias características do mesmo, tais como: morfologia do diagrama cor-magnitude, idade, avermelhamento, distância, função de luminosidade, parâmetros estruturais, estado dinâmico, massa armazenada nas estrelas e metalicidade. Lembramos que, em astronomia,  $Z$  se refere à soma de todos os elementos químicos acima de H e He, representados por X e Y respectivamente, e que  $X+Y+Z=1$ .

O valor médio da distribuição do raio que contém a metade da luminosidade dos aglomerados globulares é de aproximadamente 3.5 pc (Bonatto et al. 2007). Levando em consideração que o aglomerado globular mais próximo de nós, M4 está a cerca de 2.2 kpc (Bica et al. 2006), nota-se que podemos considerar que todas as estrelas de um aglomerado globular estão basicamente à mesma distância. Assim podemos medir a distância de um aglomerado globular através do ajuste de isócronas a um diagrama cor-magnitude, se todas as estrelas se formaram da mesma nuvem que colapsa e, portanto, têm a mesma idade, salvo por pequenas diferenças do tempo de formação com a massa. Uma estrela de  $1 M_{\odot}$  tem um tempo de vida na sequência principal de aproximadamente 10 Ganos. Já uma estrela de  $0.5 M_{\odot}$  tem o tempo de vida de aproximadamente 40 Ganos. Além disso, uma estrela com  $0.2 M_{\odot}$  leva cerca de 1 Gano para se formar, enquanto uma estrela de  $1 M_{\odot}$  leva cerca de 10 milhões de anos e uma estrela de  $30 M_{\odot}$  leva 10 mil anos.

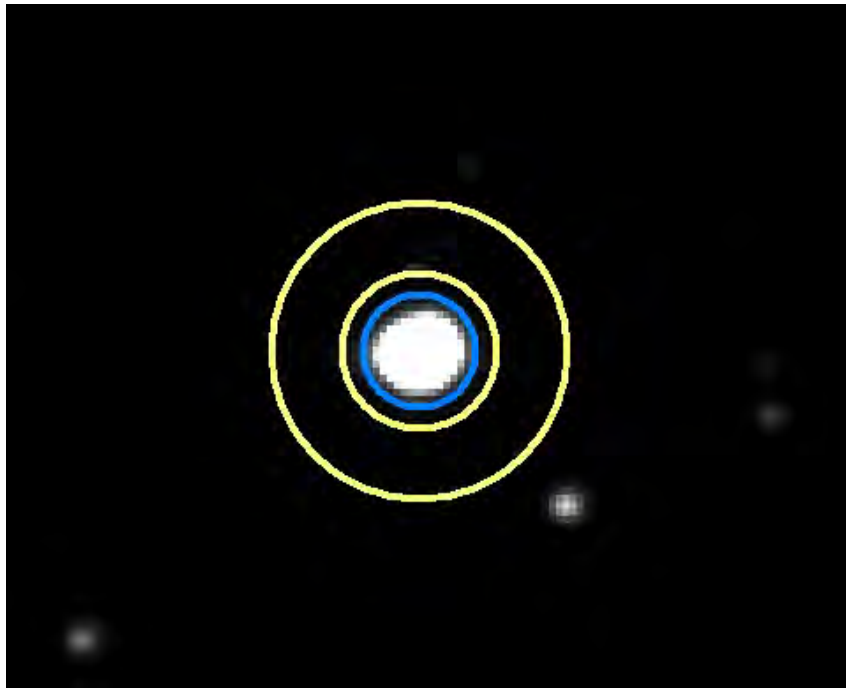


Figura 1.6: Exemplo de fotometria de abertura. O círculo azul marca a área onde serão medidos os fótons da estrela+céu, e o anel delimitado pelos círculos em amarelo demarca a área onde será medido o valor do céu.

### 1.2.1 Fotometria de abertura e Função de espalhamento puntual (PSF)

O método básico de se realizar a fotometria das estrelas, em uma imagem CCD, é pela fotometria de abertura. Esse método se define por medir o número de fótons incidentes dentro de uma abertura circular e descontar a contribuição do céu, subtraindo uma média obtida de um anel em torno do objeto (figura 1.6).

Esse método tem algumas dificuldades. Em geral os aglomerados globulares são muito compactos, de tal maneira que na região central as estrelas estão tão próximas que não é possível resolvê-las em estrelas individuais, pois suas imagens (discos de “*seeing*”, dados pelo tamanho das células da atmosfera terrestre, ou aproximadamente discos de difração se observados com o HST, já que neste caso a componente instrumental é pequena) se sobrepõem. Já nas regiões externas do aglomerado, dependendo do tamanho da abertura, podemos ter o caso de estrelas mais fracas próximas a estrelas mais brilhantes não serem detectadas, ou não distinguir se a luz que detectamos vem de uma só estrela ou duas, principalmente se a imagem for ruidosa. Esse problema é geralmente chamado de “confusão de fonte” (figura 1.7).

Um dos métodos para resolver o problema de confusão de fonte é medir somente as regiões mais externas dos aglomerados globulares, mas isso traria outros problemas tais como maior razão de estrelas de campo em relação às estrelas do aglomerado e o fato de que as partes mais

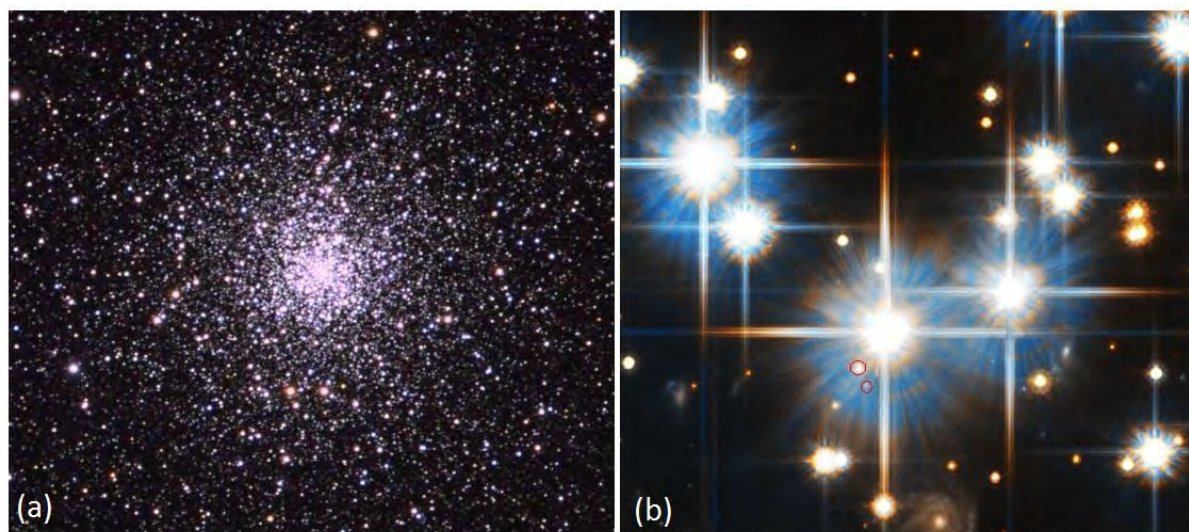


Figura 1.7: Aglomerado globular NGC 6397; (a) inteiro, imagem composta LRGB 30:15:15:60 minutos, exemplificando o campo muito populoso e (b) em uma ampliação de uma região menor com confusão de fonte. Essa imagem foi obtida com o HST. Os círculos vermelhos indicam posição de estrelas próximas à estrela mais brilhante.

externas dos aglomerados globulares não necessariamente descrevem o comportamento total dos mesmos, devido à segregação de massa ou colapso de núcleo. No processo de segregação de massa, as estrelas mais massivas, quando interagem com menos massivas, sofrem o efeito da equipartição de energia e perdem energia cinética para as estrelas menos massivas. Isso faz com que as estrelas mais massivas se concentrem no centro do aglomerado e as menos massivas se afastem do centro, gerando o colapso do núcleo. A melhor maneira de se minimizar o efeito de confusão de fonte é utilizar um ajuste de perfil de uma fonte puntual, por exemplo, com o programa DAOPHOT (Stetson 1987). Esse software constrói a função de espalhamento puntual (PSF - Point Spread Function) das estrelas na imagem e então localiza e mede o brilho de todas as estrelas que se encaixam no perfil da PSF. É possível utilizar o DAOPHOT dentro do IRAF ou a versão original do DAOPHOT de Peter Stetson, que é composta de um conjunto de códigos Fortran. Para ambos os casos, primeiramente é necessário que se defina alguns parâmetros, tais como: abertura, limite de detecção, valor médio do céu, variação do valor do céu, dentre outros. O IRAF lê vários parâmetros diretamente do cabeçalho da imagem, e outros precisam ser definidos. Já na versão original precisa-se definir os parâmetros que serão utilizados na detecção e medida da magnitude das estrelas do aglomerado utilizando três tabelas de parâmetros chamadas *daophot.opt*, *phot.opt* e *allstar.opt*. *Daophot.opt* é a tabela que define os valores de parâmetros que serão utilizados em várias sub-rotinas do DAOPHOT. Dentre esses parâmetros estão o ganho (*GAIN*) e o ruído de leitura (*READNOISE*), que são parâmetros do CCD. Também são definidos os limites de detecção, modelo de ajuste da PSF e os parâmetros que serão utilizados para realizar esse ajuste. Já a tabela *phot.opt* define os valores de abertura e



do anel de céu que serão utilizados na fotometria de abertura. E *allstar.opt* define os parâmetros do ajuste da PSF, que se diferencia do *daophot.opt* apenas por ter um parâmetro que define se haverá recentragem das coordenadas (x,y) das estrelas durante o ajuste ou não.

A partir desse passo, os dois programas, no IRAF ou fora dele, seguem passos análogos para a realização da fotometria. Encontra-se as estrelas com o auxílio da tarefa *daofind* (*find* para a versão original), que procura o máximo acima de um dado nível de plano de fundo e então calcula as características de formato e as coordenadas x e y do centro de cada estrela. Uma vez obtidas as coordenadas, utiliza-se a tarefa *phot* para calcular, através da fotometria de abertura, os valores das magnitudes e do céu para valores de abertura dados. Esses valores são salvos em um arquivo de saída, o *photfile*.

Para calcular a função de espalhamento puntual é necessário escolher, na tarefa *psf* (*pick*, na versão original), uma amostra de estrelas do *photfile*. Essas estrelas devem ter certas características tais como não ter vizinhas muito próximas, alto ruído ou defeitos no detector próximo a elas. Essa tarefa utiliza parâmetros pré determinados para eliminar estrelas que estejam muito próximas da borda da imagem (dentro de um *fitting radius*), e estrelas que estejam muito próximas à estrelas muito brilhantes ou estrelas saturadas (dentro de um *psf radius*). Todas as estrelas que permanecerem após essa filtragem são acrescentadas à lista de candidatas à função de espalhamento puntual, em ordem crescente de magnitude aparente, de acordo com o limite de magnitude e o número de estrelas especificado anteriormente. Com essa lista de candidatas à função de espalhamento puntual, a tarefa *psf* calcula e constrói a função de espalhamento puntual.

De posse da função de espalhamento puntual, a tarefa *allstar* ajusta o modelo de função de espalhamento puntual em todas as fontes do *photfile*, obtendo a magnitude aparente instrumental de cada estrela. Todas as fontes que não se ajustarem no perfil da função de espalhamento puntual são rejeitadas. *Allstar* também gera uma imagem subtraída. Essa imagem se caracteriza por ter “apagado” todas as estrelas, encontradas pela tarefa *daofind*, possibilitando a visualização de estrelas mais fracas e, também, estrelas que estavam sobrepostas.

Para realizar a fotometria dessas estrelas remanescentes, é necessário refazer todos os passos anteriores na imagem subtraída e anexar as estrelas encontradas à lista inicial. Esse processo se repete até que a imagem subtraída, gerada pela tarefa *allstar*, esteja sem estrelas óbvias.

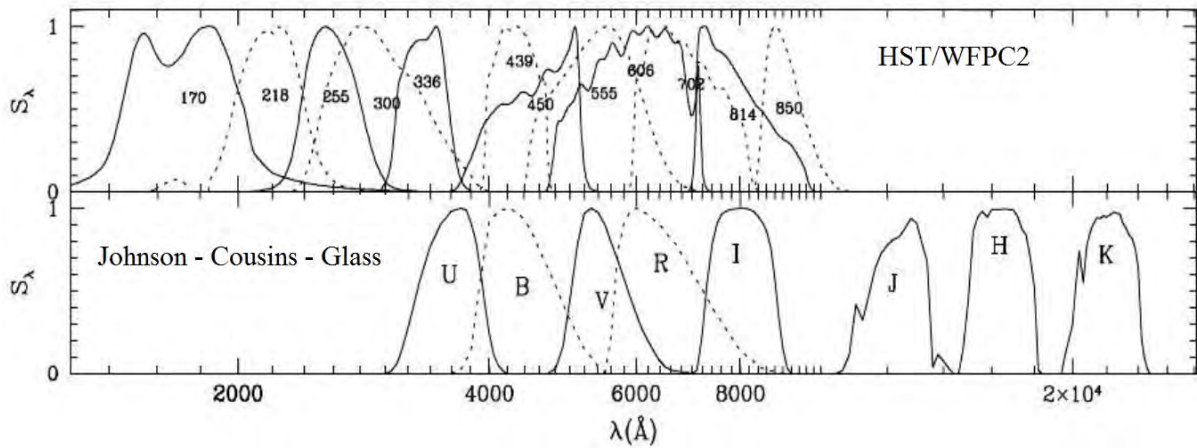


Figura 1.8: Curvas de transmissão relativas para os sistemas HST/WFPC2 e Johnson-Cousins-Glass.

### 1.2.2 Sistema Fotométrico Padrão

As magnitudes obtidas com a tarefa psf são magnitudes aparentes instrumentais, pois não estão calibradas a um sistema fotométrico padrão. Os sistemas fotométricos padrões foram definidos para fornecer uma calibração empírica da medida de magnitudes e cores de estrelas. Esses sistemas são compostos por listas de estrelas para as quais as magnitudes e cores são medidas em determinadas bandas de comprimentos de onda, definidas pelos filtros e transmissão instrumental do sistema. O objetivo é que a cor seja proporcional à temperatura efetiva, e a magnitude seja uma medida do fluxo aparente da estrela:

$$m_{FILTRO} = \int_{-\lambda}^{+\lambda} \phi(\lambda) F(\lambda) d\lambda + const \quad (1.1)$$

onde  $\phi(\lambda)$  é a sensibilidade instrumental com esse filtro e  $F(\lambda)$  é o fluxo da estrela e:

$$F(\lambda) = \frac{4\pi R^2 F(R)}{4\pi d^2} \quad (1.2)$$

onde  $R$  é o raio da estrela,  $d$  é a distância até ela e  $F(R)$  a energia por unidade de área naquele comprimento de onda na superfície da estrela.

Alguns exemplos de sistemas fotométricos são o Johnson-Cousins (UBVRI) e o sistema do Hubble Space Telescope (HST/WFPC2). Tais sistemas consistem em certo número de filtros que restringem a detecção da radiação da estrela a certa banda de comprimentos de onda, cujas curvas de sensibilidade estão exemplificadas na figura 1.8.

Comparando as magnitudes aparentes padrões ( $U, B, V$ ) com as magnitudes aparentes instrumentais ( $u, b, v$ ), levando-se em conta a massa de ar da observação, são obtidas equações de calibração, que tem uma forma bem específica. Nas equações 1.3, 1.4 e 1.5 podemos ver as

equações de transformação para as bandas B, V e U respectivamente.

$$B = b + Constante_B + Termo\ de\ Cor_B \times (b - v) + Extinção_B \times Massa\ de\ ar \quad (1.3)$$

$$V = v + Constante_V + Termo\ de\ Cor_V \times (b - v) + Extinção_V \times Massa\ de\ ar \quad (1.4)$$

$$U = u + Constante_U + Termo\ de\ Cor_U \times (u - b) + Extinção_U \times Massa\ de\ ar \quad (1.5)$$

Essas equações são resolvidas através do ajuste de mínimos quadrados e fornecem os parâmetros constante (ponto zero), termo de cor e extinção. Aplicando essas equações nas magnitudes aparentes instrumentais das estrelas observadas, são obtidas as magnitudes aparentes das estrelas no sistema padrão.

### 1.2.3 Diagrama Cor-Magnitude

Tendo calculado as magnitudes aparentes das estrelas do aglomerado globular em mais de uma banda fotométrica, traçamos o diagrama cor-magnitude das estrelas que, para os aglomerados globulares, têm uma estrutura bem característica, mostrando pelo menos a sequência principal e o ramo das gigantes.

Analisando o diagrama cor-magnitude de um aglomerado globular pode-se notar que ele está dividido em diferentes partes. Essas partes distintas caracterizam diferentes fases evolutivas das estrelas. A maioria das estrelas se encontra ao longo da sequência principal (SP) que é a faixa estreita que segue desde o canto inferior direito até o ponto de saída, chamado “turnoff”, da sequência principal (MSTO - Main Sequence Turnoff), como pode ser visto na figura 1.9.

A sequência principal é o período mais longo da vida das estrelas antes da fase colapsada, e ocorre enquanto elas transformam H em He no núcleo. A característica básica que determina a posição de uma estrela na SP é a sua massa, ou seja, estrelas mais massivas são mais quentes e luminosas. Isso está refletido na relação massa-luminosidade:

$$M > 3M_{\odot} \rightarrow L \propto M^3$$

$$3M_{\odot} < M < 0.5M_{\odot} \rightarrow L \propto M^4$$

$$M < 0.5M_{\odot} \rightarrow L \propto M^{2.5}$$

No diagrama cor-magnitude as estrelas que estão abaixo (menos brilhantes) do ponto de saída da sequência principal ainda não consumiram todo o H nuclear. Como as estrelas de um

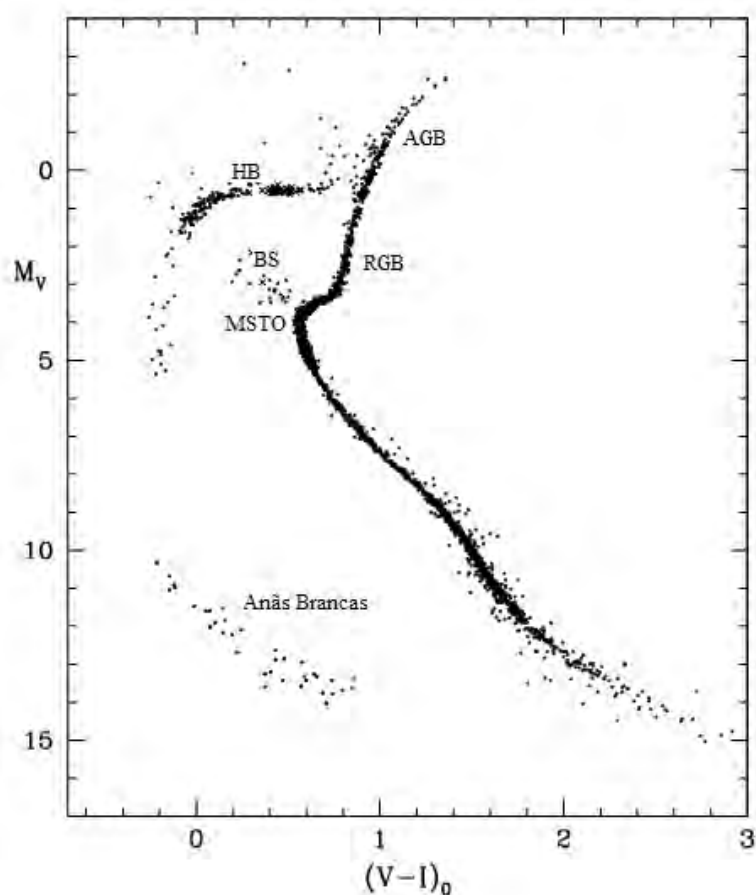


Figura 1.9: Diagrama cor-magnitude de um AG “velho” publicado no Simpósio do décimo aniversário do HST, formado por uma combinação de dados reais de M 3, M 55, M 68, NGC 6397, NGC 6419 com as fases evolutivas marcadas. (MSTO = Main Sequence Turn Off, BS = Blue Stragglers, AGB = Ramo Assintótico das Gigantes (Asymptotic Giant Branch), RGB= Ramo das Gigantes Vermelhas (Red Giant Branch), HB= Ramo Horizontal (Horizontal Branch)).

aglomerado globular se formaram pelo colapso de uma mesma nuvem, assumimos que todas as estrelas de um aglomerado globular têm a mesma idade, embora o tempo de formação dependa da massa da estrela.

No diagrama cor-magnitude, logo acima do ponto de saída da sequência principal, à direita (mais vermelhas), localizam-se as estrelas frias e luminosas, as gigantes (RGB - Ramo das Gigantes Vermelhas do inglês *Red Giant Branch*) e, mais acima estão localizadas estrelas ainda mais luminosas, as pertencentes ao ramo assintótico das gigantes (AGB - *Asymptotic Giant Branch*). Já no canto inferior esquerdo encontram-se estrelas quentes, mas pouco luminosas, as anãs brancas que, apesar do nome, cobrem temperaturas e cores que vão desde as mais quentes (azuis) até as mais frias (vermelhas), mas com raio próximo ao raio da Terra ( $1/100 R_{\odot}$ ).

Logo à esquerda e acima do fim da sequência principal, é possível notar que há algumas

estrelas mais massivas e azuis do que as estrelas que ainda estão na SP; a elas é dado o nome de “*blue stragglers*” (BS - deslocadas para o azul). Uma hipótese que explica a existência das *blue stragglers* é de que elas são ou foram estrelas binárias que se fundiram, seja pela transferência de massa de uma para a outra ou pela colisão das duas quando esse sistema binário perdeu energia através de um encontro com uma terceira estrela ou numa fase de envelope comum. A estrela resultante teria mais H no núcleo e ela se comportaria como uma estrela mais jovem (mais azul).

Outro estágio da evolução estelar que se pode ver na figura 1.10 (c) e (d) é chamado ramo horizontal. Nessa fase evolutiva, as estrelas estão fazendo a fusão de He no núcleo, além da fusão de H em uma camada ainda mais externa. Uma característica do ramo horizontal é que, conforme a metalicidade dos aglomerados aumenta, a extensão azul dele diminui e se transforma no chamado de *red clump* [figura 1.10 (a) e (b)].

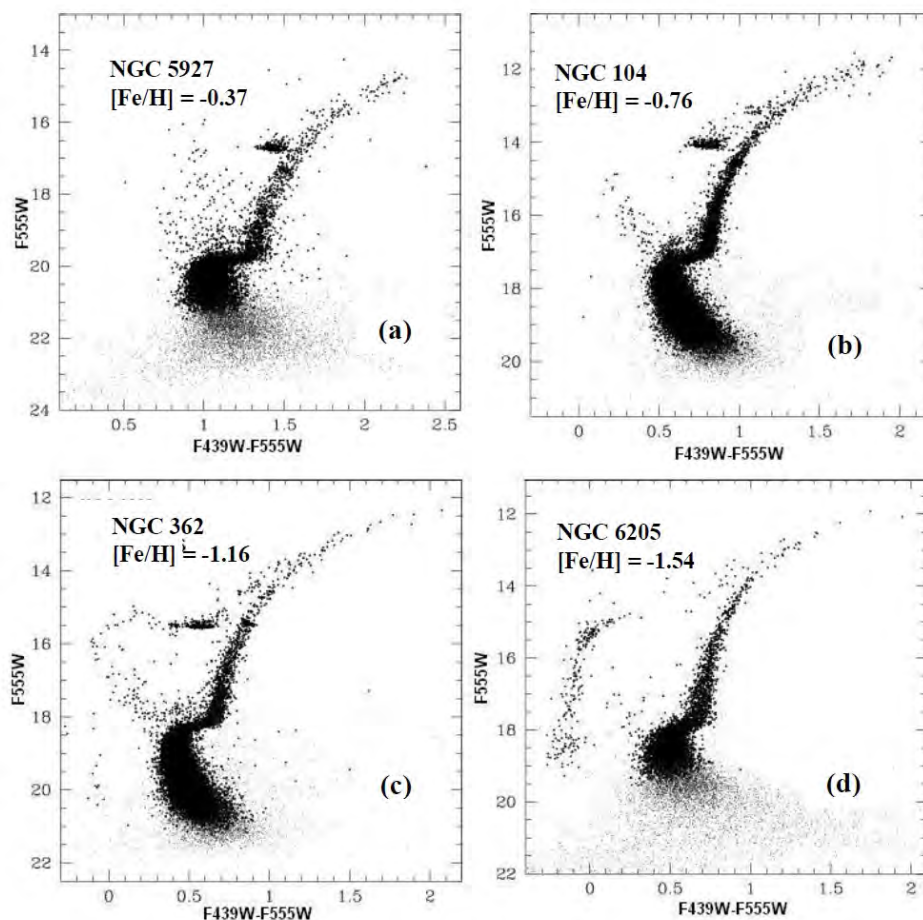


Figura 1.10: Diagramas cor-magnitude publicados por Piotto et al. (2002). Em (a) e (b) é possível notar o red clump em aglomerados globulares mais metálicos (NGC 5927 e NGC 104); já em (c) e (d) nota-se o ramo horizontal nos aglomerados globulares menos metálicos (NGC 362 e NGC 6205).

### 1.3 Incertezas nos parâmetros de aglomerados globulares

De posse dos dados fotométricos de um aglomerado globular, para que possamos obter os parâmetros astrofísicos, através da análise do diagrama cor-magnitude, é necessário que realizemos um ajuste de modelos de isócronas, ou de diagramas de densidade de estrelas de Hess, às estrelas no diagrama cor-magnitude. Mas o ajuste de isócronas não é simples, pois, geralmente, temos a liberdade de variar quatro parâmetros (idade, metalicidade, extinção e distância) para gerar os modelos a serem comparados com os dados, havendo ainda, para certos modelos, há possibilidade de variar  $Y$  e  $[\alpha/Fe]$ .

Um método usualmente utilizado é o ajuste por inspeção visual, mas para que o ajuste seja mais confiável é necessário que sejam utilizadas técnicas estatísticas de comparação de modelos e observação para que, então, seja possível uma melhor determinação da incerteza desses ajustes. Nos dados que eu obtive, o ajuste de isócronas ainda está sendo realizado por inspeção visual, mas o desenvolvimento de um método estatístico é o próximo passo do trabalho.

Para que seja possível utilizar uma técnica estatística de ajuste de isócronas é preciso ter conhecimento dos problemas na construção de isócronas, tais como como as incertezas nas opacidades e convecção, pois eles geram uma grande incerteza no ajuste dos modelos aos dados.

Bolte e Hogan (1995) estudaram a influência que a incerteza de vários parâmetros tem sobre a estimativa da idade de um aglomerado através da cor e da luminosidade da saída da sequência principal. Eles concluíram que a cor do ponto de saída da sequência principal deve ser evitada para determinação de idade, pois além de ter a maior incerteza predita nos modelos estelares, incertezas em cada parâmetro de entrada contribuem significativamente para a incerteza quando a cor da saída da sequência principal é utilizada como indicadora de idade. Entretanto, se a luminosidade do ponto de saída da sequência principal é utilizada para determinar a idade de aglomerados globulares, a única fonte de incerteza que é significativamente grande é a determinação de distância. Eles encontraram que uma incerteza de 25% pela sua distância gera uma incerteza de 22% na idade.

Discutamos, então, o problema da extinção total para seletiva. Quando se determina a incerteza de um valor do módulo de distância, somente o termo com a incerteza em cor é em geral levado em consideração, desconsiderando o valor da incerteza na determinação do valor da razão de extinção total para seletiva( $R_V$ ).

$$(V - M_V)_O = (V - M_V) + R_V \times E(B - V) \quad (1.6)$$

Mas a incerteza deve ser calculada como:

$$[\delta (V - M_V)_O]^2 = [\delta R_V \times E(B - V)]^2 + [\delta (V - M_V)]^2 \quad (1.7)$$

O valor médio de  $R_V = 3.10 \pm 0.05$  Wegner (1993), mas, dependendo da região da Galáxia, esse valor pode ir desde 2 até 7, o que gera uma incerteza no cálculo do valor da distância muito maior do que o valor da incerteza média, pois os efeitos dinâmicos na poeira e no gás causam variações bruscas e muito localizadas no valor do avermelhamento interestelar.

### 1.3.1 Modelos de Evolução Estelar

De acordo com Bressan et al. (2013), dentre os problemas dos modelos está a descrição das estrelas no estágio de gigantes vermelhas, que têm envelopes convectivos profundos, o que causa uma grande incerteza na estrutura, já que não há uma descrição precisa de convecção e a camada de convecção no ramo das gigantes é muito extensa. O transporte de energia nas regiões convectivas é geralmente descrito através da teoria de comprimento de mistura de Böhm-Vitense (1958). O comprimento de mistura ( $\alpha_{MLT}$ - *mixing length*) é fixo de acordo com a calibração do modelo solar, e é  $\alpha_{MLT} = 1.74$ . As últimas determinações da metalicidade do Sol são  $Z_\odot = 0.01524$  por Caffau et al. (2011),  $Z_\odot = 0.0141$  de Lodders, Palme e Gail (2009) e  $Z_\odot = 0.0134$  de Asplund et al. (2009), valores que não concordam com a determinação mais antiga de  $Z_\odot = 0.017$  por Grevesse e Sauval (1998). Bressan et al. (2013) argumentam que a suposição de uma metalicidade diferente para o Sol afeta indiretamente a localização das estrelas do ramo das gigantes vermelhas, porque afeta diretamente a calibração do comprimento de mistura.

Um fator que provoca incertezas não somente nas estrelas gigantes mais frias, mas também na baixa sequência principal está associado às tabelas de opacidade, principalmente pela ausência de muitas opacidades moleculares. Outro efeito está relacionado à abundância de elementos enriquecidos por reações de captura de partículas  $\alpha$  ( $C, O, Ne, Mg, Si, Ti$ , etc) em relação à escala solar ( $[\alpha/Fe] = 0$ ). Existem muitas evidências de que estrelas em aglomerados globulares têm  $[\alpha/Fe] \neq 0$  (Carney 1996). De acordo com Bressan et al. (2013) se os modelos são gerados mantendo a metalicidade  $Z$  fixa e diminuindo as abundâncias em elementos do grupo do Fe enquanto as abundâncias de elementos  $\alpha$  aumentam, os modelos  $\alpha$ -enriquecidos são mais quentes em comparação aos modelos com escala solar, especialmente no ramo das gigantes vermelhas. Isso por que o decréscimo de elementos do grupo do Fe causa redução da opacidade  $H^-$ , que é uma importante fonte de absorção em temperaturas entre  $\approx 3000 - 6000 K$ . Entretanto, se os modelos são gerados mantendo a razão  $[Fe/H]$  fixa enquanto as abundâncias de elementos  $\alpha$  aumentam, os modelos tendem a ser mais frios do que os modelos com escala solar, devido ao

aumento na metalicidade.

D'Antona et al. (2009) estudaram estrelas de M 4 e NGC 1851, dois aglomerados globulares com metalicidades e idades similares. Eles encontraram que o ramo das gigantes vermelhas e o ramo das sub-gigantes (SGB - *Sub Giant Branch*) de M 4 é mais fraco do que o de NGC 1851, o que poderia ser explicado se a quantidade total de carbono, nitrogênio e oxigênio (*CNO*) em M 4 for maior do que em NGC 1851. Isso implica que diferentes abundâncias iniciais de *CNO* entre os dois aglomerados podem levar à diferenças na morfologia que, de outro modo, seriam atribuídas à uma diferença de idade.

Outro problema é que a maioria das estrelas perde massa (mais ainda as massivas) em forma de vento estelar e essa perda aumenta várias ordens de grandeza para estrelas que saíram da sequência principal. Mas prever a taxa de perda de massa teoricamente é muito difícil pois também estão associados aos pulsos térmicos e pulsações radiais. Os modelos evolucionários usam valores de taxa de perda de massa consistentes com as observações de estrelas que estão em um estágio similar, mas a dependência da perda de massa com a metalicidade não é bem definida (Lagadec et al. 2008).

Jofré e Weiss (2011) estudaram o efeito da difusão na sequência principal em modelos de evolução estelar para estrelas do halo da Galáxia, medidas no *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), e mostraram que, se a difusão na sequência principal não for levada em conta, as idades obtidas para as estrelas variam entre 14 e 16 Ganos. Entretanto, quando são utilizados modelos que incluem a difusão em todas as etapas da evolução, as idades das estrelas do halo variam entre 10 e 12 Ganos. Isso ocorre, por que os elementos mais pesados se difundem para o núcleo, enquanto que o hidrogênio se difunde para cima, causando uma queda na quantidade de combustível nuclear, levando a uma saída mais rápida da sequência principal. Eles sustentam que esse resultado é um forte argumento a favor da utilização do efeito da difusão para estrelas de baixa metalicidade do halo, pois se a difusão não for levada em conta, as estrelas do halo pareceriam ser mais velhas do que o Universo.

Os modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas também apresentam alguns problemas quando comparados aos dados. De acordo com Bergeron, Saumon e Wesemael (1995a), a composição química de anãs brancas com temperaturas mais altas do que  $10000\text{ K}$  pode ser derivada de uma análise de espectroscopia ultravioleta e/ou óptica das linhas de H, He e metais. Já na atmosfera de anãs brancas mais frias, tanto o H quanto o He se tornam espectroscopicamente invisíveis, e deduções sobre a constituição de sua atmosfera só podem ser modeladas com uma análise da distribuição de energia. Bergeron, Saumon e Wesemael (1995a) argumentam que a composição química de anãs brancas frias não é bem determinada, e que a complexidade



física da construção de modelos que descrevam atmosferas frias é responsável por essa situação.

O problema mais acentuado está relacionado ao efeito da absorção induzida por colisão (CIA - *collision induced absorption*), que também afeta estrelas de sequência principal frias que contêm H e He molecular neutros na atmosfera (estrela do tipo tardio - *late type*- e também População III) (Borysow, Frommhold e Moraldi 1989a). Experimentalmente, Janssen (1885) determinou que para o oxigênio sujeito a altíssimas pressões (da ordem de centenas de atmosferas), novas bandas de absorção aparecem como resultado de interações que ocorreriam em pares de moléculas  $O_2 - O_2$ , já que o coeficiente de absorção deixa de ser proporcional ao número de partículas do gás e passa a ser proporcional ao quadrado do número de partículas.

Moléculas têm um momento de dipolo se os centros das cargas positivas e negativas não coincidirem. Momentos de dipolo podem ser induzidos em moléculas apolares através de campos externos [polarização ou momentaneamente por interações colisionais {Frommhold 2001}]. A absorção induzida por colisão surge quando momentos de dipolo são induzidos momentaneamente por colisão de moléculas. Gases moleculares absorvem e emitem radiação se as moléculas individuais forem ativas no infravermelho (*infrared-active*). Para uma vibração ser ativa no infravermelho, deve haver uma alteração no vetor do momento de dipolo molecular associado com a vibração. Moléculas simétricas ( $H_2, N_2, \dots$ ) são inativas no infravermelho (*infrared-inactive*) em condições normais. Entretanto, gases sob altíssimas pressões apresentam uma grande variedade de bandas de absorção, mesmo se a molécula individual for inativa no infravermelho.

De acordo com Borysow (2002), a importância astrofísica da absorção induzida por colisão é reconhecida há muito tempo (Field, Somerville e Dressler 1966; Trafton 1964; Herzberg 1952). Absorção induzida por colisão é um efeito significativo em ambientes compostos de moléculas ou átomos densos, neutros e apolares (Borysow e Gråe Jørgensen 2000). Quando moléculas são apolares, a absorção induzida por colisão pode se tornar a única fonte (ou a fonte dominante) de opacidade ao longo de um amplo intervalo da parte infravermelha do espectro. H e He são os átomos mais abundantes nas atmosferas estelares mas He não forma moléculas e  $H_2$  é apolar; por isso tanto a absorção induzida por colisão envolvendo He e H ( $H_2 - H_2$  e  $H_2 - He$ ), quanto moléculas compostas por elementos menos abundantes (C, N, O, Ti, e outros), dominam a opacidade nas estrelas frias.

Recentemente foi observado que o espectro emitido por anãs brancas frias é significativamente diferente do espectro de corpo negro. As atmosferas são tão densas que a absorção induzida por colisão no H e He reduz fortemente o fluxo no infravermelho (Mould e Liebert 1978; Borysow, Jørgensen e Zheng 1997; Hansen 1998). Hansen (1998) argumentou que as

anãs brancas mais frias são muito “mais azuis” do que esperado anteriormente, devido à presença do efeito da absorção induzida por colisão do H molecular na atmosfera.

Mas essas teorias só puderam ser testadas recentemente, quando Richer et al. (2008) obtiveram dados que mostram a volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas do aglomerado NGC 6397. Entretanto, a volta para o azul obtida com os modelos puros de H e He de sequência de esfriamento de anãs brancas não se ajusta aos dados, ocorrendo para temperaturas mais baixas do que os dados, demonstrando que, mesmo os modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas simples falham em reproduzir os dados observados. Mostraremos uma análise da volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas na seção 4.2.

### 1.3.2 Múltiplas Populações em aglomerados globulares

De acordo com Gratton, Carretta e Bragaglia (2012), aglomerados globulares sempre foram descritos como populações estelares simples, ou seja, populações definidas por serem compostas de estrelas que tenham a mesma idade e composição química inicial, com massas diferentes distribuídas de acordo com a função inicial de massa. Entretanto os recentes estudos profundos dos aglomerados globulares têm mostrado que eles não são populações estelares simples, pois formação estelar instantânea e completa homogeneidade química da nuvem original não devem ser esperadas.

Os cenários de formação estelar incluem várias gerações de estrelas, que podem ser divididas em primordial (a população formada do gás inicial), primeira geração e segunda geração. A segunda geração de estrelas se formou do material ejetado por uma fração da população de primeira geração (Gratton et al. 2001; Gratton, Sneden e Carretta 2004; Ramírez e Cohen 2002; Carretta et al. 2010).

Entretanto Gratton, Carretta e Bragaglia (2012) argumentam que, além desse cenário, há vários outros mecanismos que podem produzir inomogeneidades em aglomerados globulares, tais como:

- inomogeneidades originais do material do qual o aglomerado globular se formou;
- evolução peculiar de estrelas individuais;
- fusão de aglomerados globulares;
- matéria interestelar originalmente não relacionada ao aglomerado pode acumular-se e proporcionar novos episódios de formação estelar.

A ocorrência de múltiplas populações estava associada às evidências de separação na sequência principal, como por exemplo em  $\omega$  Centauri (Anderson 1997; Bedin et al. 2004), NGC 2808 (D'Antona et al. 2005; Piotto et al. 2007) e NGC 6752 (Milone et al. 2010), ramo das gigantes vermelhas multimodais (Grundahl et al. 1999; Marino et al. 2008; Yong e Grundahl 2008) e separações do ramo das sub-gigantes (Milone et al. 2008; Piotto et al. 2012).

Marino et al. (2011, 2012) estudaram as implicações do enriquecimento químico nas idades relativas de diferentes populações de M 22 e  $\omega$  Cen respectivamente. Eles mostraram que se os valores de CNO observados por espectroscopia forem levados em conta nas isócronas, o ramo das sub-gigantes fraco e brilhante de M 22 tem praticamente a mesma idade. Já se o efeito de CNO não é considerado, o ramo das sub-gigantes mais fraco é 1-2 Ganos mais velho do que o mais brilhante. No caso de  $\omega$  Centauri, eles encontraram que a população mais rica em metais é enriquecida por  $\approx 0.5$  dex em  $[(C + N + O)/Fe]$  relativo à população mais pobre. Comparando isócronas com valores padrões e enriquecidas com CNO, eles encontraram que as enriquecidas fornecem idades mais jovens para a mesma luminosidade do ponto de saída da sequência principal. Marino et al. (2012) argumentam que isso indica que uma variação no valor de CNO/Fe poderia ajudar a reduzir o possível espalhamento de idade entre as subpopulações de  $\omega$  Centauri.

Milone et al. (2012a) estudaram as múltiplas populações em 47 Tucanae, duas das quais estão presentes em todas as fases evolutivas, e argumentaram que a interpretação mais simples da diferença entre as duas populações é que a que tem menos estrelas é remanescente da primeira geração de estrelas, enquanto a outra carrega a assinatura de CNO e processo de captura de prótons em altas temperaturas. A maior parte da população de 47 Tucanae deve ser considerada estrela de segunda geração, formada do material que foi parcialmente processado pelas estrelas da primeira geração.

Mais recentemente Bellini et al. (2013) detectaram uma multiplicidade também na sequência de esfriamento das anãs brancas do aglomerado  $\omega$  Centauri. Eles argumentaram que essa separação se deve ao fato de que uma sequência é composta por estrelas que evoluíram com quantidades normais de He, enquanto a outra hospeda produtos finais de uma população rica em He.

### 1.3.3 Avermelhamento Interestelar

O avermelhamento interestelar se deve à presença de grãos de poeira no meio interestelar, e suas características mudam de acordo com a densidade do meio. O avermelhamento interestelar tem um efeito importante na determinação de distâncias absolutas, mas a incerteza associada a

ele é muito grande, pois ele pode variar drasticamente para diferentes regiões da Galáxia.

Para que possamos determinar o módulo de distância absoluta de um aglomerado globular, devemos levar em conta o efeito do avermelhamento interestelar. O valor médio da razão de extinção total para seletiva na banda V,  $R_V = 3.10 \pm 0.05$  (Wegner 1993), é amplamente utilizado para determinar os valores de módulos de distância absoluta, mas produz incertezas significativas já que  $R_V$  pode variar entre 2 e 6.

Corrige-se o efeito do avermelhamento para a banda fotométrica V, por exemplo, subtraindo-se o avermelhamento interestelar:

$$(V - M_V)_O = (V - M_V) - A_V \quad (1.8)$$

onde  $(V - M_V)$  é o módulo de distância aparente e  $(V - M_V)_O$  é o módulo de distância real.

$$A_V = R_V \times E(B - V) \quad (1.9)$$

onde  $A_V$  é o avermelhamento interestelar na banda V e  $R_V$  é a razão da extinção total para seletiva. Para o meio interestelar difuso, o valor médio de  $R_V = 3.1$ , mas em nuvens densas o valor típico é  $R_V = 4 - 5$ .

O valor de  $R_V$ , que é diretamente proporcional à extinção interestelar, varia dependendo da região do céu observada (Mathis 1990; Ducati, Ribeiro e Rembold 2003) e deve ser uma função do tamanho dos grãos de poeira. Ducati, Ribeiro e Rembold (2003) estudaram um método de determinação simultânea da extinção interestelar ( $A_V$ ) e da extinção total para seletiva ( $R_V$ ) derivado do ajuste da lei de extinção interestelar de Cardelli, Clayton e Mathis (1989).

$$\frac{A_\lambda}{A_V} = a_\lambda + \frac{b_\lambda}{R} \quad (1.10)$$

Eles aplicaram esse método para excessos de cor derivados de observações de 1380 estrelas no sistema fotométrico UBVR<sub>I</sub>JHKL, localizadas em oito regiões diferentes da galáxia. Nessas regiões eles supuseram que  $A_V$  e  $R_V$  são parâmetros que não variam rapidamente no céu. Eles encontraram uma grande variação no valor de  $R_V$  para regiões distintas, como pode ser visto na tabela 1.3.

Na figura 1.11, podemos ver parte da região de Ophiuchus, uma das regiões estudadas por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003). A região em destaque mostra três estrelas muito próximas, mas que possuem valores de  $R_V$  diferentes, como pode ser visto na tabela 1.4. O valor de  $R_V$  tem uma variação de  $\Delta(R_V) \approx 1$ , que é um valor muito maior que da incerteza do valor médio de  $R_V$ .

Região	$R_V$
h e $\chi$ Persei	$3.24 \pm 0.70$
Scorpii OB1	$3.48 \pm 0.30$
Nebulosa Rosetta	$3.56 \pm 0.37$
Trapézio de Órion	$4.93 \pm 0.51$
Nebulosa de Lagoon	$4.89 \pm 0.93$
Ophiuchus	$5.61 \pm 1.15$
Complexo de $\eta$ Carina	$4.78 \pm 0.68$
NGC 6611	$3.57 \pm 0.33$

Tabela 1.3: Valores médios da extinção total para seletiva de oito regiões estudadas por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003).

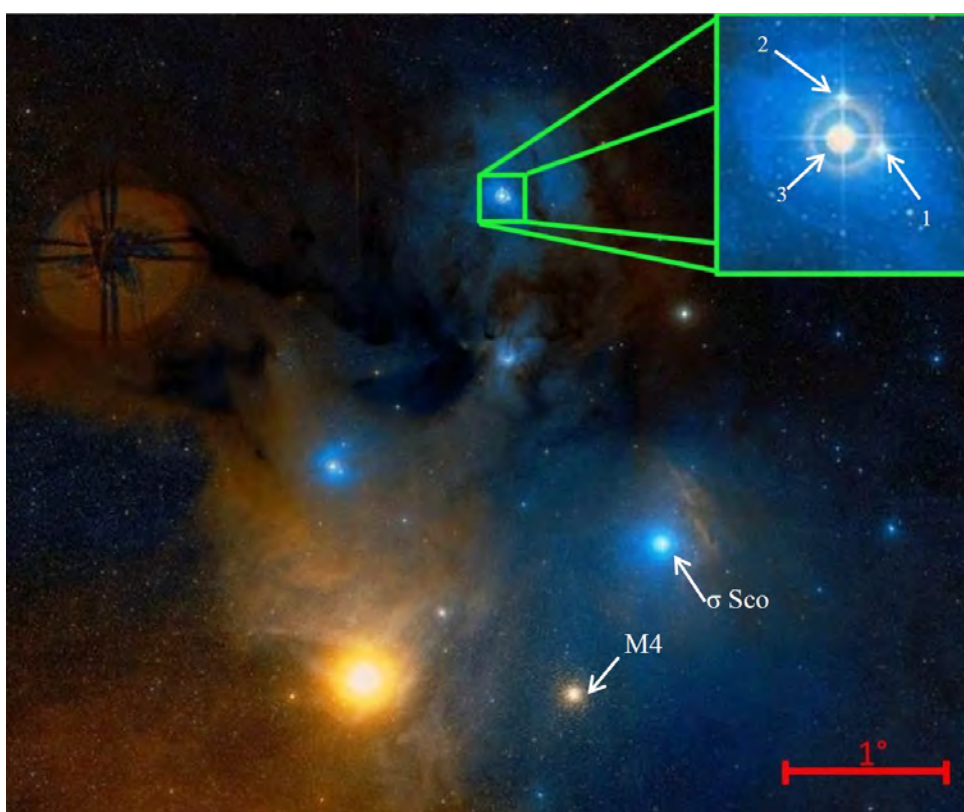


Figura 1.11: Parte da região de Ophiuchi, uma das regiões estudadas por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003). O quadrado à direita três estrelas muito próximas, que possuem valores de  $R_V$  com uma variação de  $\Delta \approx 1$ . Na parte inferior da imagem é possível notar o aglomerado globular M4 e a estrela  $\sigma Sco$ . Esses objetos distam  $1^\circ$  no plano do céu, entretanto o valor de  $R_V = 3.8$  determinado para  $\sigma Sco$  é utilizado para a determinação da distância de M4. Figura obtida com o auxílio do site [www.sky-map.org](http://www.sky-map.org).

É possível notar a presença do aglomerado globular M4 na parte inferior da imagem. Muitos artigos (Dixon e Longmore 1993; Ivans et al. 2001) indicam que o valor de  $R_V$  na direção de M4 é maior do que o valor médio. Por esse motivo, Hansen et al. (2004), Bedin et al. (2009), entre outros, adotam  $R_V = 3.8$ , que é o valor obtido por Clayton e Cardelli (1988) para  $\sigma Sco$ , uma estrela distante  $1^\circ$  de M4 no plano do céu. Entretanto essa atitude é preocupante já que, como vimos na figura 1.11, o valor de  $R_V$  varia muito até para estrelas muito próximas.

Estrela	Id	Distância (pc)	$R_V$
1	HD147888	136	$4.70 \pm 0.14$
2	HD147932	129	$5.81 \pm 0.19$
3	HD147933/4	120	$5.03 \pm 0.16$

Tabela 1.4: Valores de distância ao Sol e  $R_V$  para estrelas muito próximas na região de Ophiuchi.

Hendricks et al. (2012) estudaram as propriedades da poeira na linha de visada do aglomerado globular M4. Eles obtiveram  $R_V = 3.62 \pm 0.07$  através da lei de extinção de Cardelli, Clayton e Mathis (1989). Eles argumentam que, em estudos prévios, os autores sugerem que a poeira na direção de M4 é diferente do valor padrão de  $R_V = 3.1 \pm 0.05$  (Wegner 1993), variando de 3.3 a 4.2, o que causa 16% de variação na distância.

## 1.4 Objetivos

Malkin (2013) determinou que não há convergência dos valores de determinação de distância ao centro da Galáxia obtidos por métodos diferentes. Entretanto, Malkin (2013) afirmou ter descoberto uma redução nos valores das incertezas de determinações de  $R_0$  com o tempo. A determinação da distância ao centro da Galáxia encontrada por (Bica et al. 2006), através da distribuição dos aglomerados globulares ao redor do centro de massa da Galáxia, tem um valor consideravelmente menor em relação à determinações anteriores,  $7.2 \pm 0.3$  kpc, sendo que determinações da distância ao centro da Galáxia com diferentes métodos variam de  $R_0 \sim 7 - 9$  kpc. O valor determinado por (Bica et al. 2006) tem uma incerteza sistemática pois, para determinarem a distância absoluta, eles utilizaram o valor médio da extinção total para seletiva  $R_V = 3.1 \pm 0.05$  (Wegner 1993), o que insere uma incerteza muito grande, pois o valor de  $R_V$  varia de  $\sim 2$  à  $\sim 7$  (Ducati, Ribeiro e Rembold 2003). Além disso, a maioria dos estudos de fotometria de aglomerados globulares tem sido feita usando somente uma cor.

Nosso objetivo é apresentar e testar um método de determinação de parâmetros astrofísicos de aglomerados globulares através do estudo da evolução estelar consistentemente, com tantas cores quanto possíveis considerando todos os fatores de incerteza na determinação da metalicidade, avermelhamento, distância e idade, através do método de ajuste de isócronas. Utilizaremos o método desenvolvido por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003) para determinar  $R_V$  e  $A_V$  para os aglomerados globulares, utilizando estrelas pertencentes ao mesmo, deixando, assim, de utilizar o valor médio de  $R_V$  para determinar a distância absoluta dos aglomerados.

Através do estudo multicromático do aglomerado globular NGC 6366 com dados SOAR e HST/ACS mostraremos os problemas ainda existentes nos modelos de evolução estelar, além

de determinar incertezas realistas dos parâmetros astrofísicos desse aglomerado, levando todos os fatores de incerteza em consideração. Além disso mostraremos a determinação da extinção total para seletiva na direção desse aglomerado usando o método de Ducati, Ribeiro e Rembold (2003) com prováveis estrelas do próprio aglomerado.

O uso de anãs brancas de aglomerados globulares em vez de anãs brancas do campo no estudo da formação, propriedades físicas e evolução estelar é justificado por vários fatores, dentre eles o fato de que as anãs brancas mais frias de aglomerados globulares velhos são remanescentes das estrelas mais velhas que se formaram durante a formação do halo, ou seja, trazem informação da época em que a Galáxia estava se formando.

Em nosso trabalho utilizaremos as tabelas fotométricas de dados obtidos com o HST/ACS por Richer et al. (2008) e Bedin et al. (2009) dos aglomerados globulares NGC 6397 e M 4, respectivamente. Com a análise da sequência de esfriamento desses aglomerados demonstraremos que a cristalização de anãs brancas acontece com liberação de calor latente. Esses dados alcançam a volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas sendo possível, pela primeira vez, demonstrarmos o problema dos modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas na volta para o azul e propormos uma possível solução.

Esse trabalho está organizado da seguinte maneira: no Capítulo 2 descreveremos estudos prévios dos objetos alvo desse trabalho (NGC 6366, NGC 6397 e M 4). No Capítulo 3, exibiremos a nossa análise multicromática de diagramas cor-magnitude de NGC 6366. No Capítulo 4, nós descrevemos ao estudo de anãs brancas de NGC 6397 e M 4. No Capítulo 5, listaremos as perspectivas de continuidade desse trabalho.

# Capítulo 2

## OBJETOS ALVO

---

---

Nosso estudo é focado nos aglomerados globulares NGC 6366, M4 e NGC 6397, classificados entre os mais próximos do Sol. NGC 6366 é o aglomerado globular rico em metais mais próximo do Sol, entretanto relativamente pouco estudado devido à sua alta extinção e avermelhamento diferencial (Sarajedini et al. 2007). NGC 6397 tem sido alvo de muitos estudos e, principalmente por ser mais brilhante do que M4, foi o primeiro aglomerado globular a ter dados que cobrem toda a sequência evolutiva das estrelas membro (Richer et al. 2008). M4, mesmo sendo classificado atualmente como o mais próximo ao Sol, possui avermelhamento frontal alto, pois está localizado atrás do complexo de nuvens de Sco-Oph. Bedin et al. (2009) obtiveram dados de M4 que cobrem toda a sequência evolutiva e alcançam a volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas.

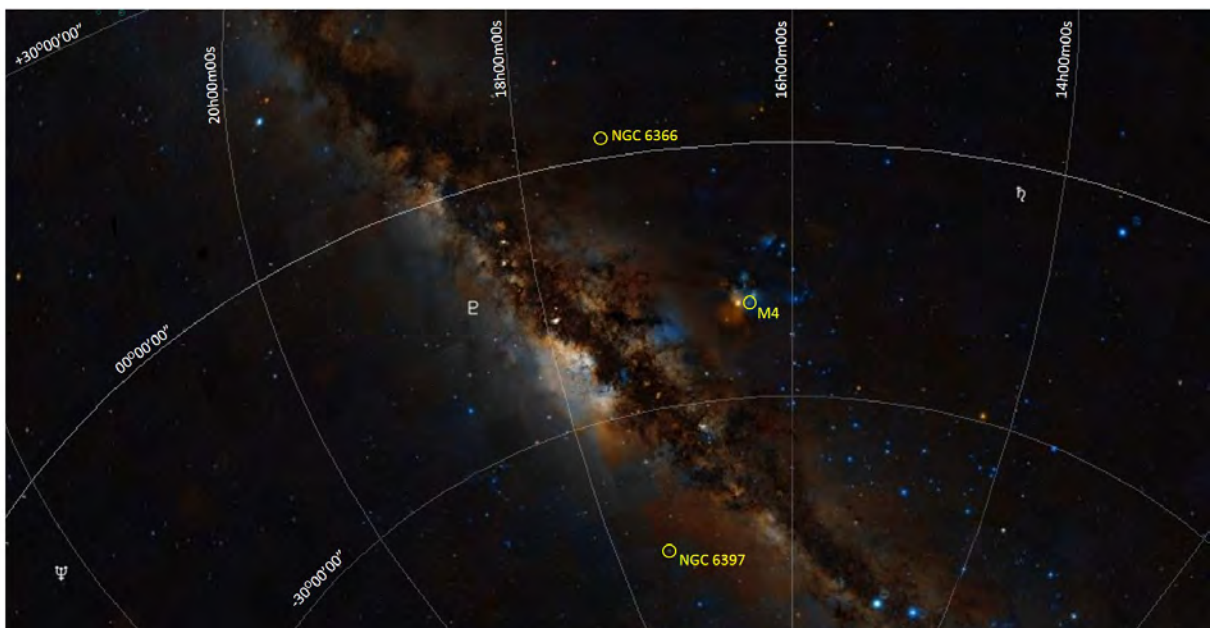


Figura 2.1: Posição dos aglomerados globulares NGC 6366, M4 e NGC 6397 em relação a Galáxia. Figura obtida com o auxílio do site [www.sky-map.org](http://www.sky-map.org).



## 2.1 Aglomerado Globular NGC 6366

NGC 6366 (figura 2.2), descoberto em 4 de Abril de 1860 por Friedrich A. T. Winnecke ([messier.obspm.fr/xtra/Bios/winnecke.html](http://messier.obspm.fr/xtra/Bios/winnecke.html)), é atualmente classificado como o quinto mais próximo do Sol e, na classe de concentração de Shapley-Sawyer ele é classificado como XI, ou seja, relativamente aberto.



Figura 2.2: NGC 6366 juntamente com a estrela 47 Ophiuchi (no canto superior direito), imagem composta LRGB (luminance-red-green-blue) 120:10:10:10 minutos, medindo  $20' \times 30'$ , obtida no site [www.laastro.com/Glob2007\\_spec.html](http://www.laastro.com/Glob2007_spec.html).

### 2.1.1 Perspectiva histórica

Os aglomerados globulares ricos em metais com distribuição em torno do centro Galáctico mais achatada, com velocidade de rotação maior e menor dispersão de velocidades (Zinn 1985,  $v_{rot} \approx 152 \pm 29$  km/s e  $V_{\sigma} = 71$  km/s), foram classificados por Zinn (1985), por exemplo, como pertencentes ao bojo e disco da Galáxia. Já os pobres em metais, com velocidade de rotação mais lenta, maior dispersão de velocidades ( $v_{rot} \approx 50 \pm 23$  km/s e  $V_{\sigma} = 114 \pm 9$  km/s, Zinn 1985) e distribuição essencialmente esférica em torno do centro Galáctico, como pertencentes ao halo (Kinman 1959; Zinn 1985; Armandroff 1989).

Quanto a essa classificação, pode-se dizer que o aglomerado globular NGC 6366 é um caso curioso, pois, apesar de estar localizado próximo ao disco e ser razoavelmente rico em metais, seus parâmetros cinemáticos ( $V_{\sigma} = 125 \pm 13$  km/s) são incompatíveis com o disco e, por isso, ele foi classificado como pertencente ao sistema do halo por Da Costa e Seitzer (1989).

De acordo com Harris (1993), Rosenberg et al. (2000) e Sarajedini et al. (2007), NGC 6366 recebeu pouca atenção devido a sua baixa concentração central, sua posição Galáctica próxima da direção do núcleo da Galáxia ( $\ell = 18.41^{\circ}$ ) e em baixa latitude galáctica ( $b = 16.4^{\circ}$ ), sua alta extinção e avermelhamento diferencial.

Harris (1993) argumentou que avermelhamento diferencial é observado, que as estrelas da metade norte de NGC 6366 são mais fracas e mais vermelhas do que as da metade sul, resultando em uma diferença de avermelhamento entre as estrelas do norte e as do sul de  $\Delta E(B - V) = 0.03$ , embora esta diferença esteja próxima da incerteza dos dados.

Harris (1993) também sugeriu que, no diagrama Cor-Magnitude, o avermelhamento diferencial pode causar um alargamento no ramo das gigantes vermelhas. Esse alargamento no ramo das gigantes vermelhas foi observado por Harris em NGC 6366, em contraposição aos outros aglomerados globulares do halo.

O primeiro diagrama Cor-Magnitude  $B \times B - V$  de NGC 6366 foi publicado por Pike (1976) com dados obtidos no observatório Lick e continha somente parte do ramo das gigantes vermelhas, chegando à magnitude  $V \sim 17.2$ , no ramo das gigantes vermelhas, e impedindo a identificação do ponto de saída da sequência principal. Já em Harris (1993) as observações foram feitas com o telescópio de 1 metro do Observatório Naval Americano em Flagstaff. As imagens foram obtidas em um campo de  $5.7' \times 5.7'$  com um tamanho de pixel de  $0.43''$ . Os tempos de integração foram de 300 segundos na banda V e 480 segundos na banda B. Foi possível detectar o ponto de saída da sequência principal, em  $V_{MSTO} \sim 19$ , e alcançou magnitude  $V \sim 19.5$ . Além disso ele estimou a existência de aproximadamente 25 *blue stragglers* no campo medido por suas imagens.

Alonso et al. (1997) publicaram o diagrama Cor-Magnitude  $V \times B - V$  com dados obtidos no telescópio Isaac Newton de 2.5 metros de diâmetro e cobriam um campo de  $12.1' \times 12.1'$ . Os tempos de exposição totalizaram 1920 segundos na banda V e 3840 segundos na banda B e alcançou magnitude  $V \sim 20.5$  (figura 2.3).

Utilizando dois métodos de determinação de idade relativa, o que usa as diferenças de luminosidade entre o ponto de saída da sequência principal e o ramo horizontal ( $\Delta V_{MSTO}^{HB}$ ) e o que usa as diferenças em cor do ponto de saída da sequência principal e a base do ramo

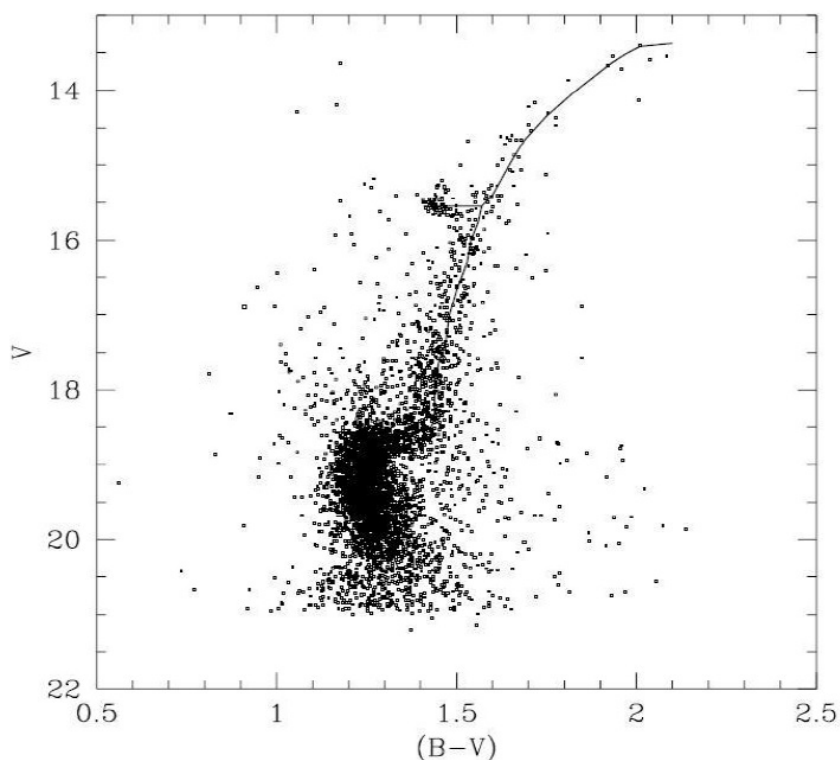


Figura 2.3: Diagrama Cor-Magnitude publicado por Alonso et al. (1997). A linha superposta por eles é a linha de tendência média.

das gigantes vermelhas [ $\Delta(B - V)_{MSTO}^{SGB}$ ], Alonso et al. (1997) derivaram diferenças na idade de NGC 6366 em comparação com outros aglomerados globulares com metalicidade similar, NGC 6171, Pal 12 (halo - figura 2.4-a), 47 Tuc e M 71 (disco - figura 2.4-b). Eles encontraram que NGC 6366 e NGC 6171 têm idades parecidas, pois os valores de  $\Delta V_{MSTO}^{HB}$  e os de  $\Delta(B - V)_{MSTO}^{SGB}$  são equivalentes. Já para Pal 12 o valor de  $\Delta V_{MSTO}^{HB}$  é menor e o de  $\Delta(B - V)_{MSTO}^{SGB}$  é maior, correspondendo a uma idade cerca de 25% menor.

Comparando os aglomerados globulares 47 Tuc e M 71 com NGC 6366, Alonso et al. (1997) notaram que ambos têm o mesmo valor de  $\Delta V_{MSTO}^{HB}$ , mas o valor de  $\Delta(B - V)_{MSTO}^{SGB}$  é maior para 47 Tuc e M 71. Alonso et al. sugeriram que isso se deve à maior abundância de He (Y) dos aglomerados globulares que eles classificaram como do disco que, segundo eles, traria consistência na determinação de idade pelos dois métodos para esses dois e demonstraria que os aglomerados globulares classificados como do disco, na época, seriam 25% mais novos do que os típicos do halo, tais como NGC 6366 e NGC 6171.

Rosenberg et al. (2000) obtiveram dados no telescópio Jacobus Kapteyn de 1 metro de diâmetro, com um campo de  $5.6' \times 5.6'$  e resolução de pixel de  $0.33''$ . Eles obtiveram 3 imagens de curta exposição (10s), duas de média (120s) e uma de longa exposição (1800s) para cada filtro (V, I). O diagrama cor-magnitude  $V \times V - I$  obtido alcançou  $V \sim 22$ .

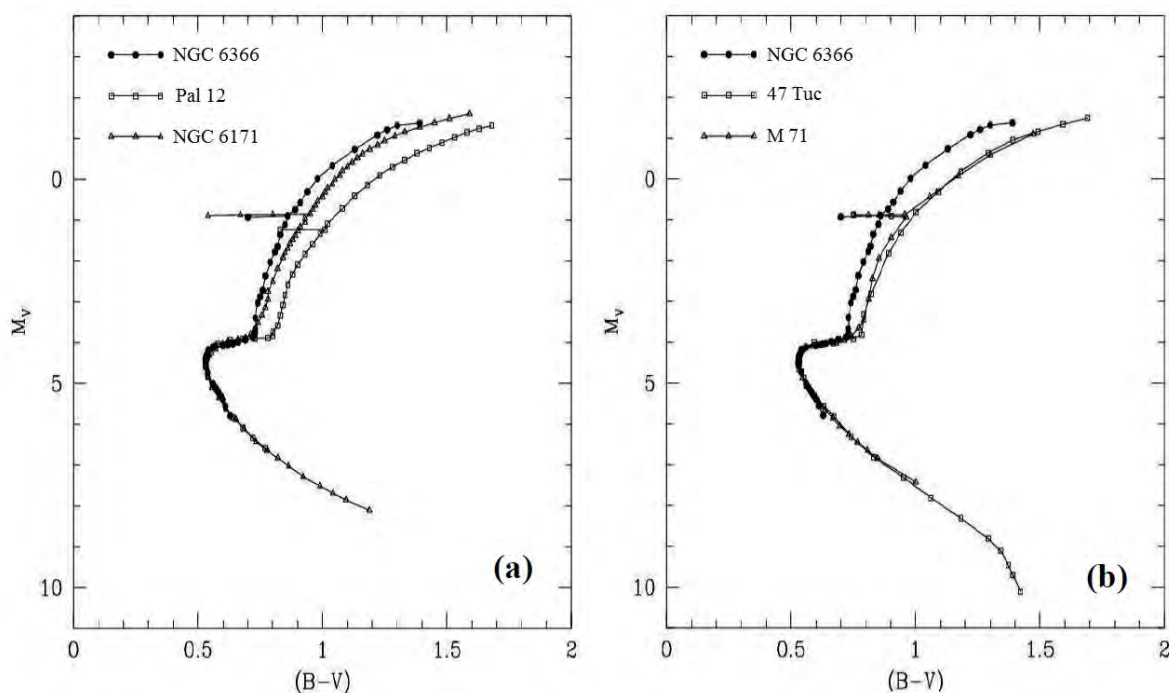


Figura 2.4: (a) Comparação da linha média de NGC 6366 e de dois aglomerados globulares do halo com metalicidade similar. (b) Comparação da linha média de NGC 6366 e de dois aglomerados globulares do disco com metalicidade similar. Nos dois casos as linhas médias foram deslocadas no plano (B-V)- $M_v$  para que a cor e luminosidade do ponto de saída da sequência principal combinassem.

Por fim, Sarajedini et al. (2007) publicaram dados obtidos com o ACS/HST, com tempos de exposição de 10.4s (curta exposição) e 4 de 140s (longa exposição). O diagrama cor-magnitude  $F606W \times (F606W - F814W)$  atingiu  $F606W \sim 25.8$ , ou seja, aproximadamente sete magnitudes abaixo do ponto de saída da sequência principal. Isso pode ser visto na figura 2.5, onde os valores de módulo de distância e avermelhamento são mostrados. Sarajedini et al. (2007) ajustam dois tipos de isócronas: empíricas e sintéticas. As isócronas empíricas têm como diferença, em relação às isócronas sintéticas, o fato de que elas são forçadas a se ajustarem a dados observacionais através de relações Cor-Temperatura efetiva semi-empíricas (VandenBerg e Clem 2003).

Apesar de Paust et al. (2009) utilizarem os mesmos dados de Sarajedini, eles encontraram um avermelhamento de  $E(F606W - F814W) = 0.76$  e  $(m - M)_O = 12.6$ , valores diferentes dos valores de Sarajedini et al. (2007) com o ajuste de uma isócrona do grupo de Dartmouth (Dotter et al. 2007b) com 13.5 Ganos e  $[Fe/H] = -0.85$ .

Entretanto, os principais alvos de análise no trabalho de Paust et al. (2009) foram a função de luminosidade e a função de massa. Eles propõem que NGC 6366 sofreu muitas interações com a Galáxia durante sua existência e essas interações produziram remoção de estrelas de baixa massa da sequência principal. Com o ajuste da função de massa global eles encontraram

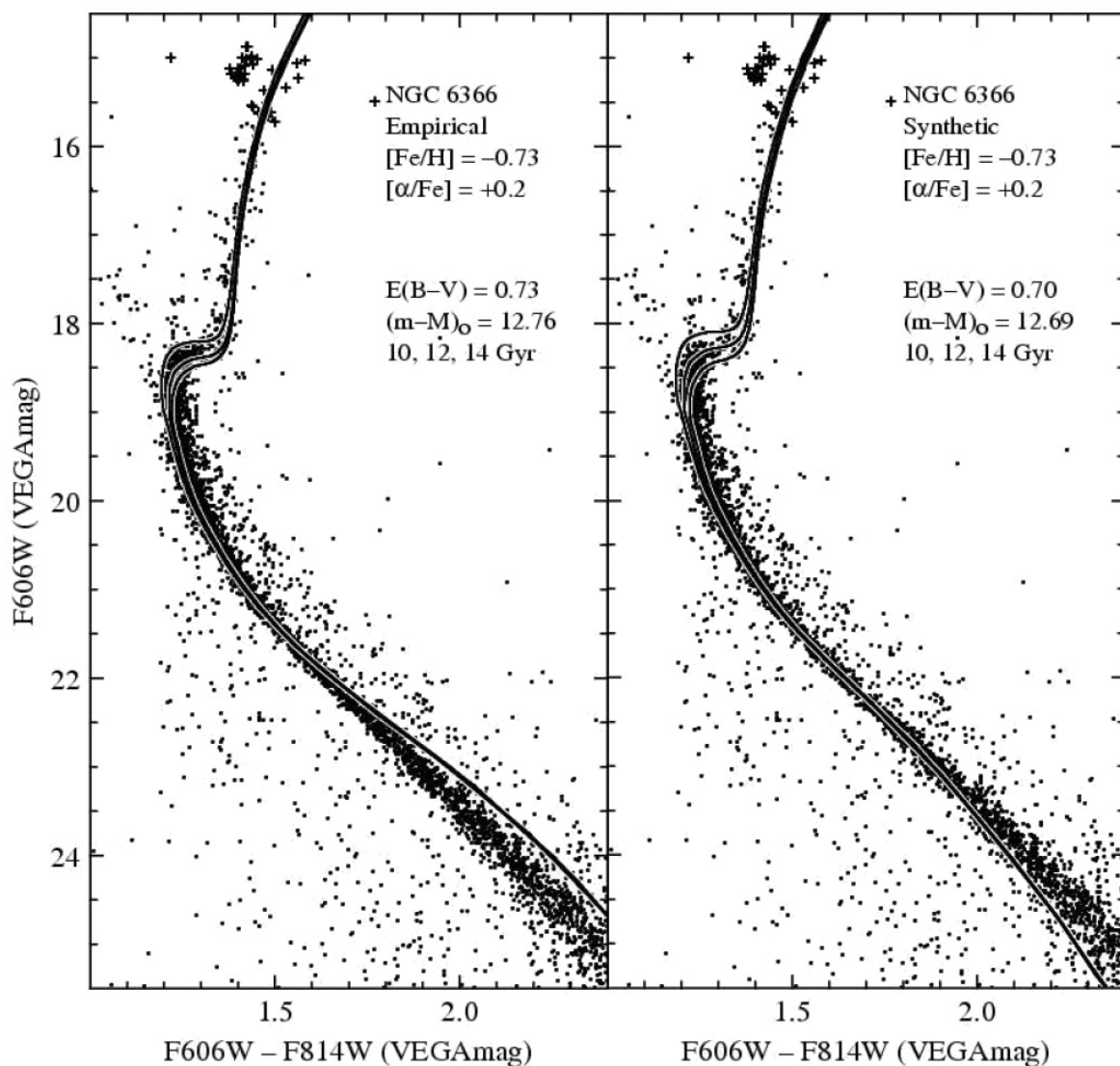


Figura 2.5: Diagrama Cor-Magnitude de NGC 6366 publicado por Sarajedini et al. (2007) com dados HST/ACS e ajuste de isócronas calculadas pelo grupo de Dartmouth (Dotter et al. 2007a). Os valores  $(m - M)_O$  e  $E(B - V)$  para o ajuste das isócronas empírica e sintética estão no gráfico.

que o ponto de saída da sequência principal está localizado em  $F606W = 18.5$  o que equivale a uma massa de  $0.827M_{\odot}$ .

### 2.1.2 Nossa análise prévia dos dados SOAR e HST/ACS

Nessa seção descreveremos a análise dos dados SOAR e HST/ACS realizada durante meu trabalho de mestrado, no capítulo 3 relataremos o trabalho realizado durante meu doutorado e publicado em Campos et al. (2013).

Os dados em terra do aglomerado globular NGC 6366 foram obtidos da fotometria de imagens obtidas em 2005 com o telescópio SOAR, de 4.1 metros de diâmetro, localizado no Cerro

Pachón, no Chile, por Kepler de Souza Oliveira Filho e Maria de Fátima Oliveira Saraiva. Eles obtiveram imagens nas bandas fotométricas *BVI* com diferentes tempos de exposição 300 e 30 s, para medir as estrelas mais brilhantes e 1800 e 1200 s, para medir as estrelas mais fracas. As imagens obtidas estão posicionadas no centro do aglomerado globular e têm  $2048 \times 2048$  pixels com uma resolução de  $0.153''/\text{pixel}$ , num total de  $5' \times 5'$ .

Os diferentes tempos de exposição se deviam ao fato de que nas imagens de tempo mais longo, obtidas para detectar estrelas mais fracas, as estrelas mais brilhantes saturam. A saturação acontece quando uma estrela excede a capacidade de poço do CCD ou do ADC (conversor analógico digital), no SOI 65.000 contagens, que corresponde a  $V = 18.5$  para 1200 s e  $V = 14.9$  para 300 s. Então, para minimizar esse efeito nas estrelas mais brilhantes, foram obtidas imagens de curta exposição.

O imageador do SOAR é composto por dois CCDs de  $4096 \times 2048$  pixels. As imagens foram feitas somando  $2 \times 2$  pixels de  $0.077''/\text{pixel}$ . A lacuna nas imagens de 1200 s e 300 s se localiza onde os dois CCDs se unem. Os conectores nas bordas dos CCDs impedem fechar a lacuna. Na imagem de 30 s não há lacuna aparente, pois foram realizadas cinco imagens em diferentes posições e essas foram somadas (figura 2.6).

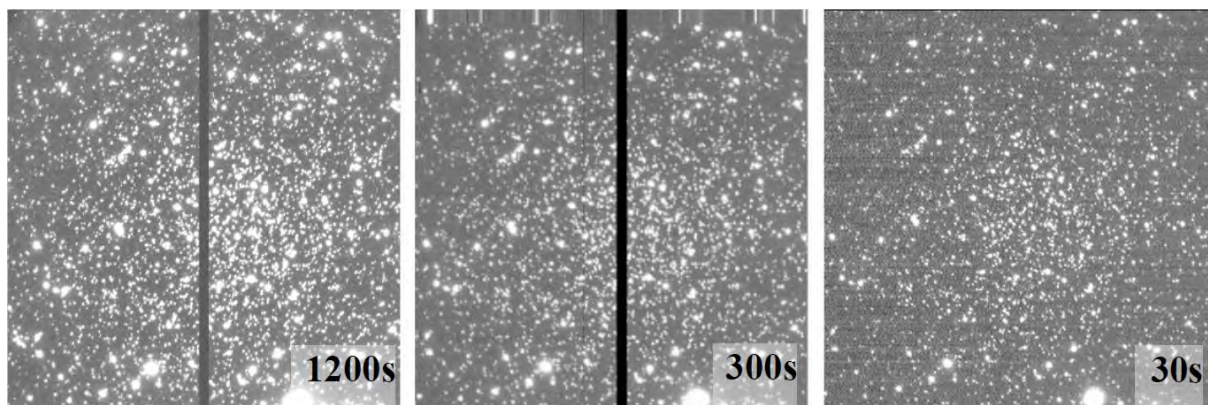


Figura 2.6: Imagens na banda fotométrica B em três diferentes tempos de exposição.

Para realizar a fotometria utilizamos a tarefa DAOPHOT (Stetson 1987, Dominion Astrophysical Observatories) no software IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility, do National Optical Astronomy Observatories, iraf.noao.edu*).

Apesar de NGC 6366 ser relativamente aberto e as nossas imagens cobrirem apenas aproximadamente um terço de seu tamanho, ele apresenta um pouco do efeito de confusão de fonte. Visando minimizar esse efeito, realizamos a fotometria com o ajuste da função de espalhamento puntual (PSF - *Point Spread Function*).

Outra parte dos dados do aglomerado globular NGC 6366 que utilizamos vêm da tabela fo-

tométrica obtida com a Advanced Camera for Surveys no Telescópio Espacial Hubble (HST/ACS), publicada em Sarajedini et al. (2007). Essa tabela fotométrica, juntamente com as tabelas de outros oito aglomerados globulares, está disponível em [www.astro.ufl.edu/~ata/public\\_hstgc](http://www.astro.ufl.edu/~ata/public_hstgc). O tamanho do campo observado é de  $3' \times 3'$ .

Os dados da ACS foram obtidos em março de 2006 nas bandas fotométricas F606W ( $\lambda_{central} = 6060\text{Å}$ ) e F814W ( $\lambda_{central} = 8140\text{Å}$ ) com o telescópio espacial Hubble (HST/ACS). Cada banda fotométrica foi observada durante uma órbita, com uma imagem de tempo de exposição curto (10.4 s) e quatro longos (140 s). As imagens com tempo de exposição mais curto foram utilizadas para medir as estrelas mais brilhantes do que  $F606W \sim 15$ .

Baseados na ampla margem de valores de metalicidade já publicados para o aglomerado globular NGC 6366 e levando em consideração que ele é classificado no grupo de aglomerados globulares mais velhos por Marín-Franch et al. (2009), geramos uma grade de isócronas de Padova ([stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd\\_angst2.1](http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd_angst2.1), que ainda não incluíam o efeito da difusão na sequência principal) com idades entre 10 e 13.5 Ganos e metalicidade (Z) entre 0.0015 e 0.0045 ( $Z = Z_{\odot} \times 10^{[Fe/H]}$ ) e  $[\alpha/Fe]=0$ . Ajustamos esses modelos visualmente aos dados utilizando o pacote gráfico Supermongo ([www.astro.princeton.edu/~rhl/sm/](http://www.astro.princeton.edu/~rhl/sm/)).

Com os dados do SOAR do aglomerado globular NGC 6366 foi possível atingir 1.5 magnitude mais fraca do que o diagrama  $B \times B - V$  publicado anteriormente por Alonso et al. (1997) mas similar ao de Rosenberg et al. (2000). O ponto de saída da sequência principal, determinado com inspeção visual, se localiza em  $V \sim 18.8$ .

O melhor ajuste de isócronas, via inspeção visual, foi obtido com o modelo de idade igual a 11 Ganos,  $Z=0.0040$ ,  $(m - M)_V = 14.90 \pm 0.20$  e  $E(B - V) = 0.64 \pm 0.02$  (figura 2.7). Os modelos de Padova levam em consideração o overshooting nas bordas do núcleo e de zonas de envelopes convectivos. O paralelogramo vermelho, na figura 2.7, marca a área onde é possível observar uma população de cerca de 20 blue stragglers. Também é possível visualizar um ajuntamento vermelho (red clump) em  $15 < V < 16.4$ .

A tabela fotométrica dos dados de NGC 6366 de Sarajedini et al. (2007) alcança sete magnitudes mais fracas do que o ponto de saída da sequência principal que se localiza em  $F606W \sim 18.4$ , como pode ser visto na figura 2.8. O paralelogramo vermelho marca a área onde é possível observar uma população de cerca de 30 blue stragglers. O paralelogramo verde marca as cerca de 30 possíveis anãs brancas, e o red clump pode ser visto em  $14.8 < F606W < 15.2$ .

Novamente, o melhor ajuste de isócronas foi obtido com o modelo de idade igual a 11 Ganos e  $Z=0.0040$  (figura 2.8). Os valores de módulo de distância aparente e avermelhamento obtidos

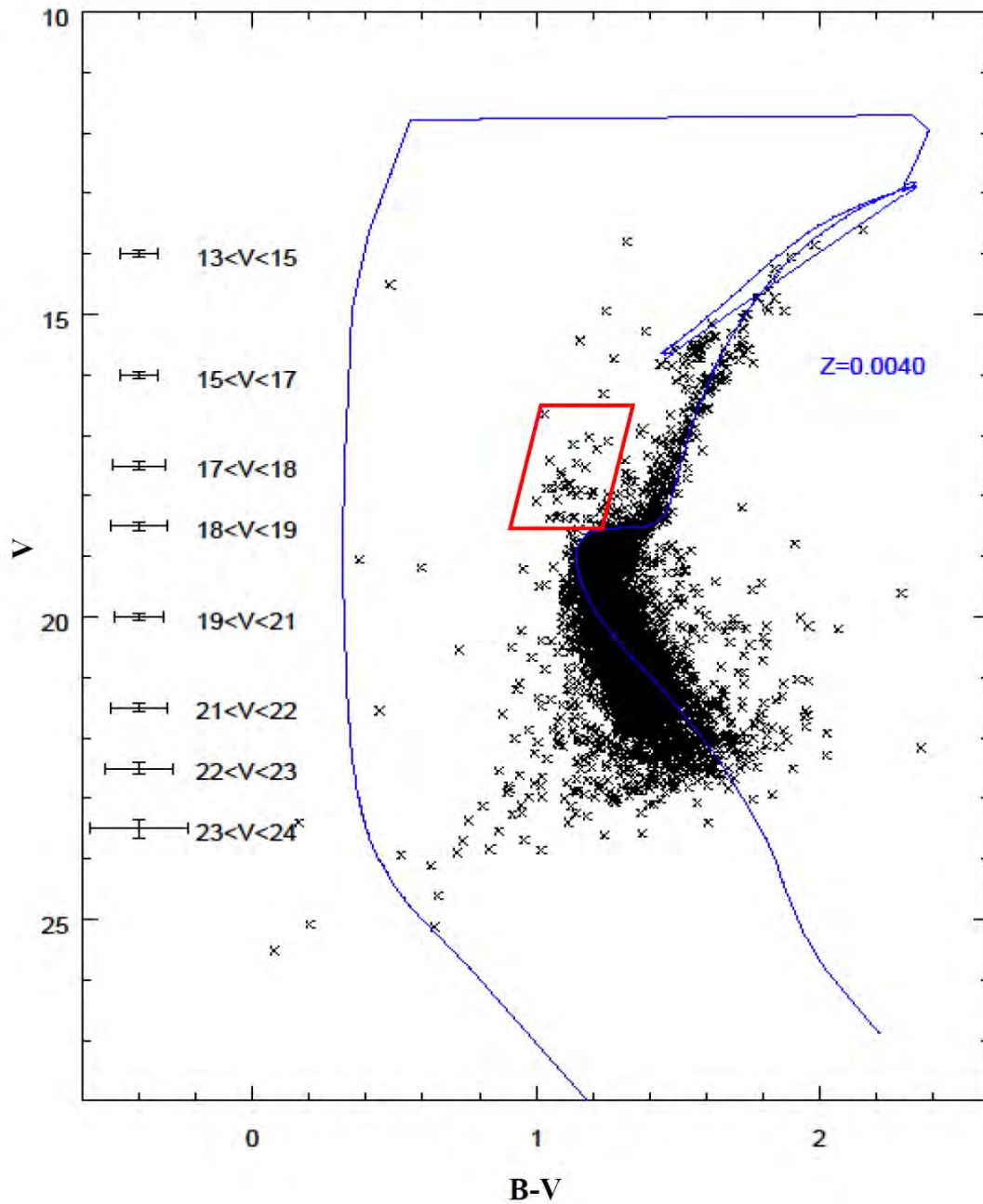


Figura 2.7: Diagrama cor-magnitude do aglomerado globular NGC 6366, com dados obtidos com o telescópio SOAR, em 2005, com isócrona de 11 Ganos e  $Z=0.0040$  resultando nos parâmetros  $(m - M)_V = 14.90 \pm 0.20$  e  $E(B - V) = 0.64 \pm 0.02$ . O paralelogramo vermelho marca a área onde é possível observar uma população de cerca de 20 blue stragglers. Também é possível visualizar um ajuntamento vermelho (red clump) em  $15 < V < 16.4$ . à esquerda estão as incertezas setoriais na magnitude e cor; a barra de incerteza tem um tamanho total de  $2\sigma$

foram, respectivamente,  $(m - M)_{F606W} = 14.70 \pm 0.10$  e  $E(F606W - F814W) = 0.73 \pm 0.02$ .

Quando ajustamos os modelos aos dados HST/ACS, observamos a presença de 30 possíveis anãs brancas (paralelogramo verde - figura 2.8). Então ajustamos modelos de anãs brancas com as cores dos filtros do HST/ACS, calculados por Bergeron (2008) (figura 2.9). É possível



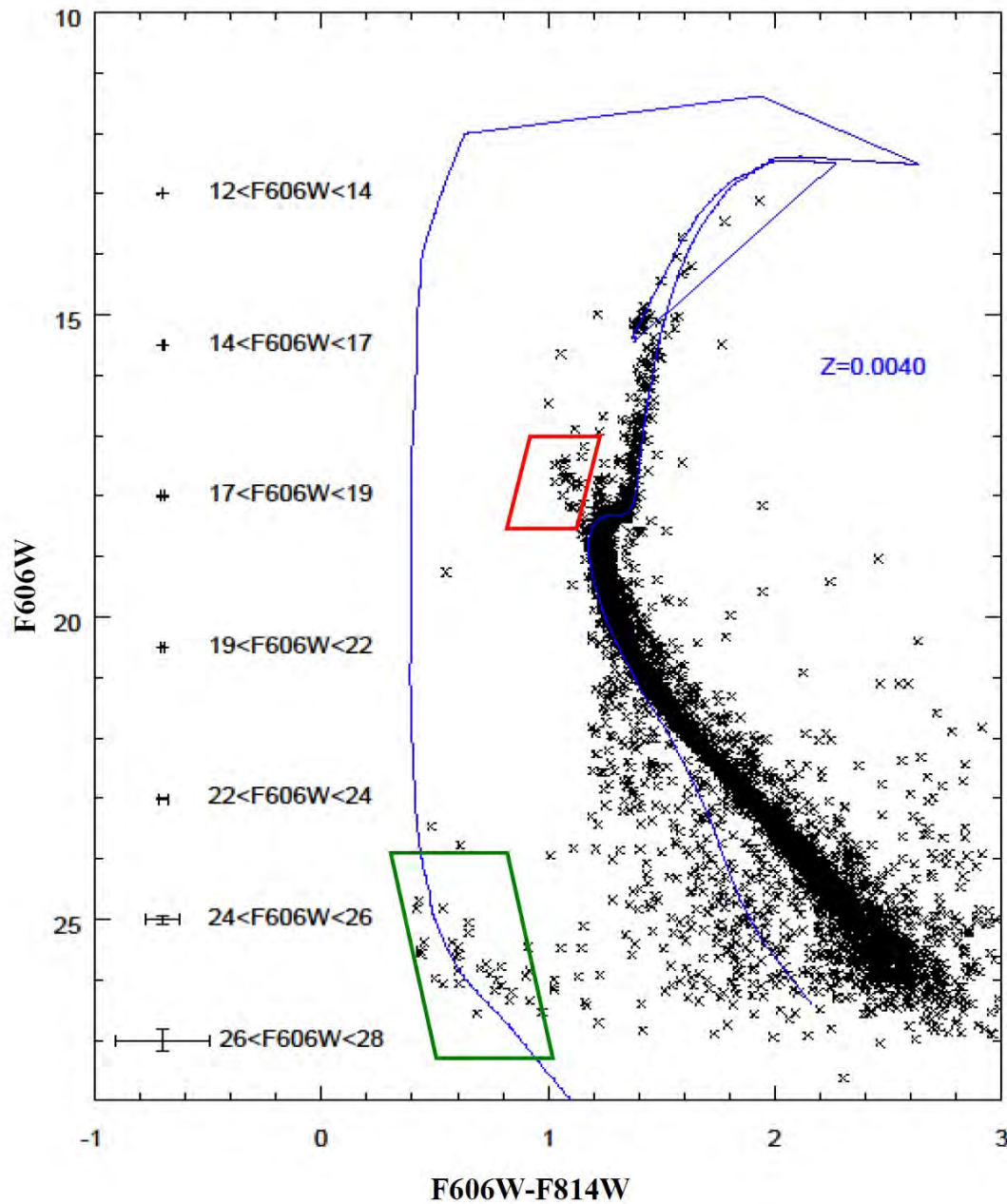


Figura 2.8: Diagrama cor-magnitude do aglomerado globular NGC 6366, com dados obtidos por Sarajedini et al. (2007) com o telescópio espacial Hubble, com nosso ajuste de uma isócrona de 11 Ganos e  $Z=0.0040$  resultando nos parâmetros  $(m - M)_{F606W} = 14.70 \pm 0.10$  e  $E(F606W - F814W) = 0.73 \pm 0.02$ . O paralelogramo vermelho marca a área onde é possível observar uma população de cerca de 30 blue stragglers. O paralelogramo verde marca as cerca de 30 possíveis anãs brancas, e o red clump pode ser visto em  $14.8 < F606W < 15.2$ . à esquerda estão as incertezas setoriais na magnitude e cor, com uma barra de incerteza de tamanho total de  $2\sigma$ .

notar que muitas dessas possíveis candidatas à anãs brancas se localizam no intervalo de  $7.0 < \log(g) < 8.0$  com incertezas menores do que 0.3 magnitudes em  $F606W$  e 0.1 em  $F606W - F814W$ .

Com o ajuste das isócronas nos dois diagramas cor-magnitude foi possível obter o valor

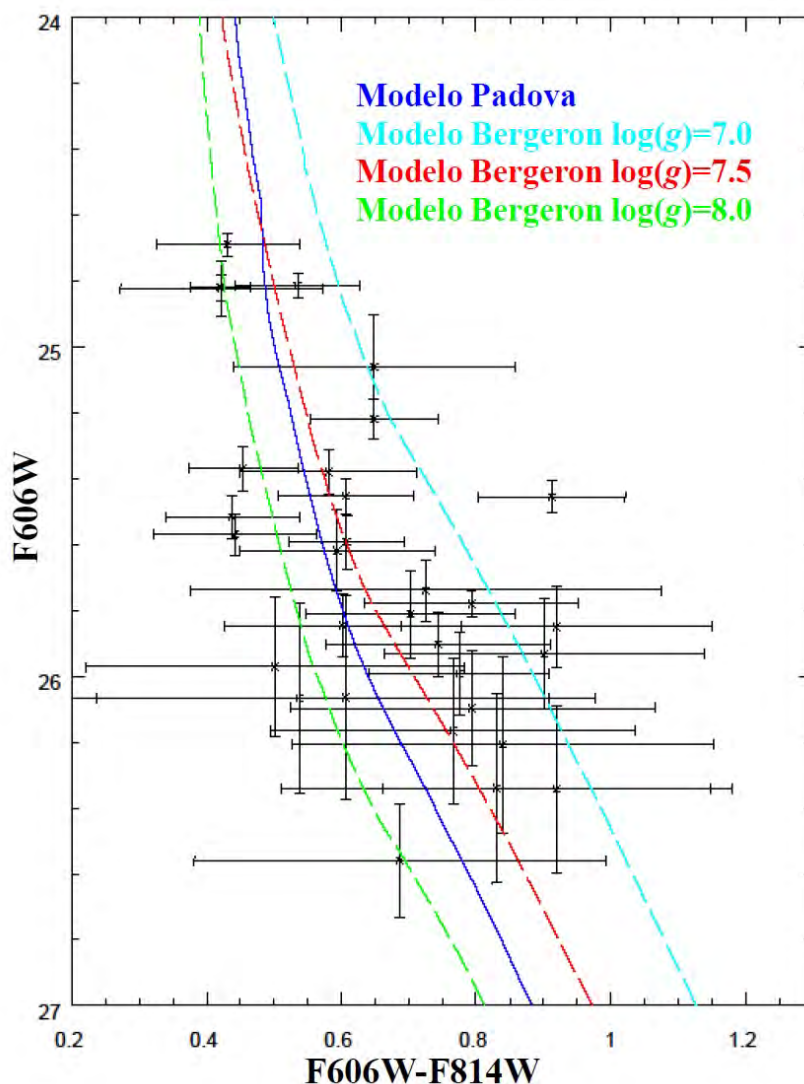


Figura 2.9: Possíveis anãs brancas do aglomerado globular NGC 6366 com as respectivas incertezas individuais. A linha contínua azul é o modelo de Padova com 11 Ganos e  $Z=0.0040$  e relação massa inicial-final teórica interna do modelo de Padova. As linhas pontilhadas vermelha, ciano e verde são os modelos de anãs brancas de Bergeron (2008) com  $\log(g) = 7.0, 7.5$  e  $8.0$  respectivamente, as barras de incerteza têm tamanho total de  $2\sigma$ .

médio da massa do ponto de saída da sequência principal. Esse valor foi obtido para cada ajuste, levando em conta os três pontos no modelo: o ponto mais azul do ponto de saída da sequência principal, um acima e um abaixo desse ponto. Para os dados do SOAR, o ponto mais azul do ponto de saída da sequência principal se localiza em  $V = 18.8$  e  $B - V = 1.17$ , correspondendo a uma massa de  $0.887M_{\odot}$  nas isócronas de Padova de 11 Ganos e  $Z=0.0040$ . Já para os dados HST/ACS o ponto mais azul se localiza em  $F606W = 18.4$  e  $F606W - F814W = 1.20$  que corresponde à massa de  $0.894M_{\odot}$ .

Fazendo a média dos seis valores de massa do ponto de saída da sequência principal do modelo (ponto mais azul, um acima e um abaixo desse ponto) dos dois diagramas cor-magnitude

determinamos a massa média do ponto de saída da sequência principal obtida para o aglomerado globular NGC 6366 como sendo igual a  $0.89 \pm 0.02 M_{\odot}$ .

Discutiremos a determinação de parâmetros de NGC 6366 no Capítulo 3

## 2.2 Aglomerado Globular NGC 6397

NGC 6397 (figura 2.10) foi descoberto pelo abade Nicolas Louis de Lacaille em 1751-52 ([messier.obspm.fr/xtra/ngc/n6397.html](http://messier.obspm.fr/xtra/ngc/n6397.html)). Ele tem latitude Galáctica de  $-11.96^{\circ}$  e longitude Galáctica de  $338.17^{\circ}$  e é atualmente classificado como o segundo mais próximo do Sol.



Figura 2.10: Aglomerado globular NGC 6397, imagem composta LRGB 60:20:20:25 minutos, medindo  $40' \times 20'$ , obtida no site [www.astrosurf.com/antilhue/ngc\\_6397.htm](http://www.astrosurf.com/antilhue/ngc_6397.htm).

### 2.2.1 Perspectiva histórica

O primeiro diagrama cor-magnitude de NGC 6397 foi publicado por Cannon (1974), e só alcançava magnitude  $V = 16.5$ . Alcaino et al. (1987), com dados obtidos em quatro telescópios (1 metro em CARSO, 1 metro e 4 metros do CTIO e 3.6 metros no ESO) publicaram um diagrama cor-magnitude  $V_{XB}-V$  que mostrava o ponto de saída da sequência principal e a parte brilhante da sequência principal, mas com um espalhamento significativo.

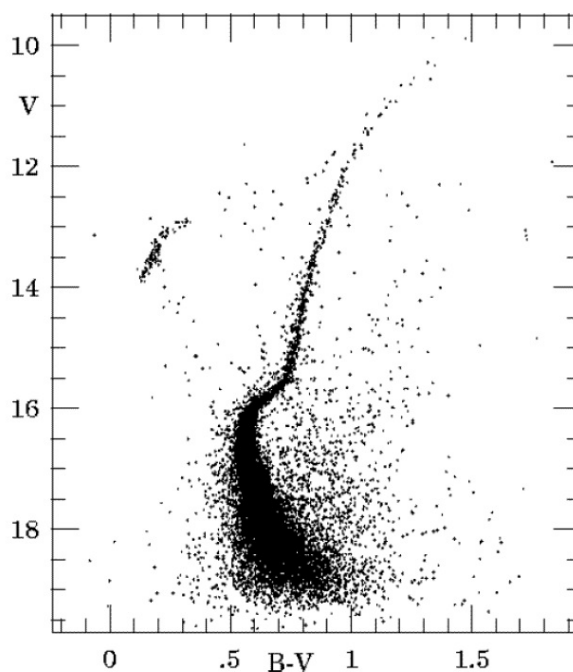


Figura 2.11: Diagrama cor-magnitude publicado por Kaluzny (1997).

Um dos últimos diagramas cor-magnitude do aglomerado NGC 6397 com dados de um telescópio terrestre foi publicado por Kaluzny (1997). Ele obteve dados no telescópio de 0.9 metros do Cerro Tololo Inter-American Observatory (CTIO), cobrindo um campo de  $13.6' \times 13.6'$  da parte central do aglomerado NGC 6397. As imagens eram nas bandas B (150-300 s) e V (90-200 s). Como pode ser visto na figura 2.11, os dados de Kaluzny (1997) atingiram  $V=18.5$ . O objetivo de Kaluzny era detectar estrelas variáveis. Ele identificou nove, mas não publicou análise das propriedades do aglomerado globular.

Um dos mais recentes diagramas cor-magnitude de NGC 6397 foi publicado por Richer et al. (2008). Em 2005 eles obtiveram dados com o HST/ACS a  $5'$  do centro do aglomerado, nas bandas fotométricas F606W e F814W, num total de 126 órbitas.

Nessas imagens foram detectados 48.785 objetos, mas muitas das mais fracas não são estrelas. Para separar esses objetos das estrelas, Hansen et al. (2007) descrevem como realizaram o que eles chamaram de separação estrela-galáxia. Eles argumentaram que a imagem de uma galáxia difere de uma estrela de duas maneiras quantitativas. A primeira é que as galáxias têm mais luz no envelope em relação ao núcleo do que a PSF de uma estrela medida pelo parâmetro *sharpness*, e a segunda é que as galáxias podem ser alongadas, medida pelo parâmetro *roundness*.

Hansen et al. (2007) derivaram duas quantidades para medir o *sharpness* e o *roundness*. O parâmetro *sharpness* mede o excesso ou o déficit do pixel central em relação ao da PSF de

estrela. Um déficit indica que o objeto é parcialmente resolvido, ou seja, um objeto estendido ( $sharpness < 0.02$ ). Para o parâmetro  $roundness$  é realizada uma medida da assimetria residual na imagem em um raio de 1.5 pixels. Maiores assimetrias sugerem que o objeto é parcialmente resolvido ( $roundness < 0.02$ ). Então eles removeram todos os objetos parcialmente resolvidos, resultando em uma amostra de 8399 estrelas.

Aos dados já corrigidos por separação estrela-galáxia, Richer et al. (2008) aplicaram a correção por movimento próprio. O diagrama de movimento próprio para esses dados é visto na figura 2.12. Eles mediram os deslocamentos das estrelas entre as imagens de 2005 da ACS e as imagens de 1994 e 1997 da WFPC2. Então eles assumiram que todas as estrelas com valor de movimento próprio menor do que  $2\sigma$  são membros do aglomerado. As estrelas abaixo de  $F814W = 27.5$  não têm movimento próprio do ACS bem medido, pois os dados de arquivo WFPC2 têm menor sensibilidade (tempo de exposição) do que os dados obtidos com o ACS. Os campos WFPC2 cobrem somente 60% da área do ACS, então Richer et al. (2008) utilizaram somente as estrelas que se encontram nas áreas comuns ACS e WFPC2 para a amostra corrigida por movimento próprio. A maior parte das estrelas do aglomerado tem movimento próprio menor que  $\sim 20$  milissegundos de arco por ano (Kalirai et al. 2007).

A tabela final de dados, com correção por movimento próprio, tem 2317 estrelas. Esse número é bem menor em relação ao só corrigido com a separação de galáxias, pois somente 60% da área do campo da ACS está incluída. Comparando na figura 2.13 o diagrama cor-magnitude excluindo somente as galáxias (a) com o que excluiu as galáxias e tudo com movimento próprio mensurável (b) é possível notar que, com a correção por movimento próprio, as sequências evolutivas estão muito mais claras, embora com menos estrelas. Na figura 2.14 (b) foram incluídas as estrelas mais brilhantes, também corrigidas por movimento próprio, das imagens de curta exposição.

Como pode ser visto na figura 2.14, o diagrama cor-magnitude obtido com esses dados mostra, pela primeira vez, o a volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas em  $F814W \sim 28$ . Richer et al. (2008) argumentaram que aparentemente não existem estrelas da sequência principal mais fracas do que  $F814W \sim 26$  e mais vermelhas do que  $F606W - F814W \sim 4.0$ , e que isso é coerente com a sugestão de Richer et al. (2006) de que esse seria o ponto final da sequência de queima de H em estrelas de baixa massa pobres em metais. Para examinar isso Richer et al. (2008) incluíram na figura duas localizações teóricas do ponto final da sequência principal, de Baraffe et al. (1997) e Dartmouth (calculado por Aaron Dotter). Os dados e os modelos teóricos têm um bom ajuste nessa fase e ambos modelos sugerem que a massa nesse ponto é  $0.083M_{\odot}$ , que é o limite inferior da queima de H no núcleo.

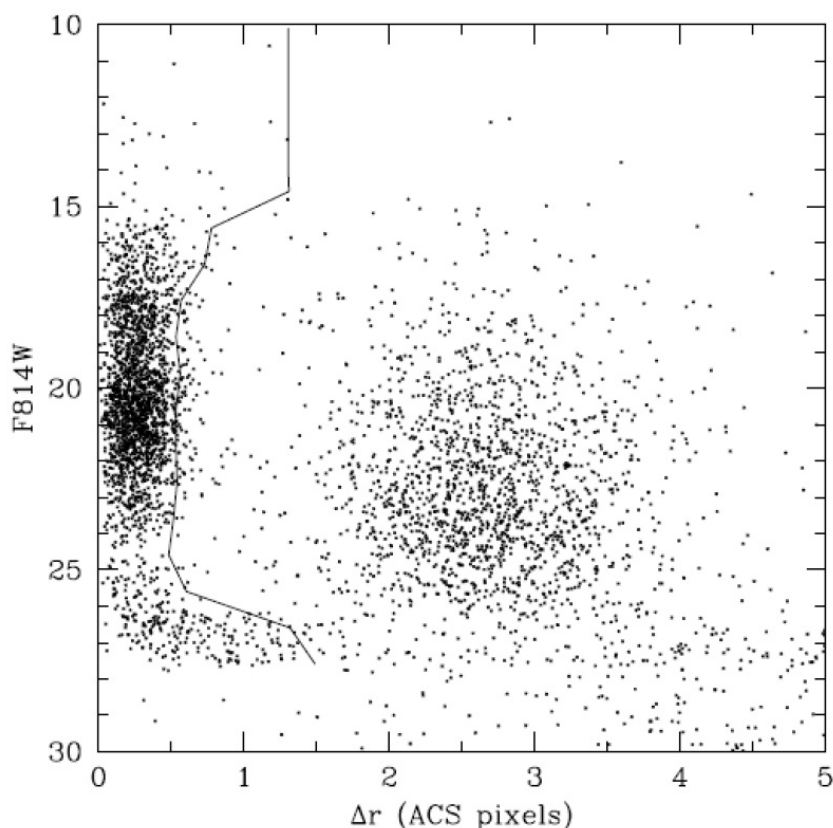


Figura 2.12: Deslocamento por movimento próprio, entre 1994, 1997 e 2005, das estrelas no campo da ACS na direção de NGC 6397 versus a banda fotométrica  $F814W$ . A linha sólida delimita a incerteza de  $2\sigma$  na distribuição para cada magnitude, essa largura é uma combinação entre os erros de medida e o movimento próprio interno devido à dispersão do aglomerado. As estrelas com deslocamento menor do que essa linha são consideradas membro do aglomerado globular.

A figura 2.14 também apresenta o ajuste feito por Richer et al. (2008) da isócrona de Dotter et al. (2007a), que inclui o efeito da difusão na sequência principal, com modelos adicionais entre  $0.083$  e  $0.1M_{\odot}$ . A isócrona ajustada tem  $[Fe/H] = -1.9$  e  $[\alpha/Fe] = +0.4$ . Com esse ajuste eles obtiveram para o módulo de distância aparente e avermelhamento os valores  $(m-M)=12.36$  e  $E(F606W-F814W)=0.18$ .

Apesar de Richer et al. (2008) terem determinado valores de módulo de distância e avermelhamento, eles argumentam que os melhores valores para esses parâmetros são obtidos através do ajuste de modelos gerados com simulações de Monte Carlo de sequência de esfriamento de anãs brancas realizados por Hansen et al. (2007), que encontraram os valores  $(m-M)_O = 12.03 \pm 0.06$ ,  $(d = 2.54 \pm 0.15)$  e  $E(F606W - F814W) = 0.20 \pm 0.03$ . A principal conclusão do estudo de Hansen et al. (2007) foi uma idade do aglomerado de  $11.47 \pm 0.47$  Ganos com 95% de confiança. Winget et al. (2009) demonstram que as incertezas nos modelos decorrentes da imprecisão na seção de choque  $C(\alpha, \gamma)O$ , que levam a incerteza na composição química do núcleo, são maiores do que as citadas por Hansen et al. (2007).

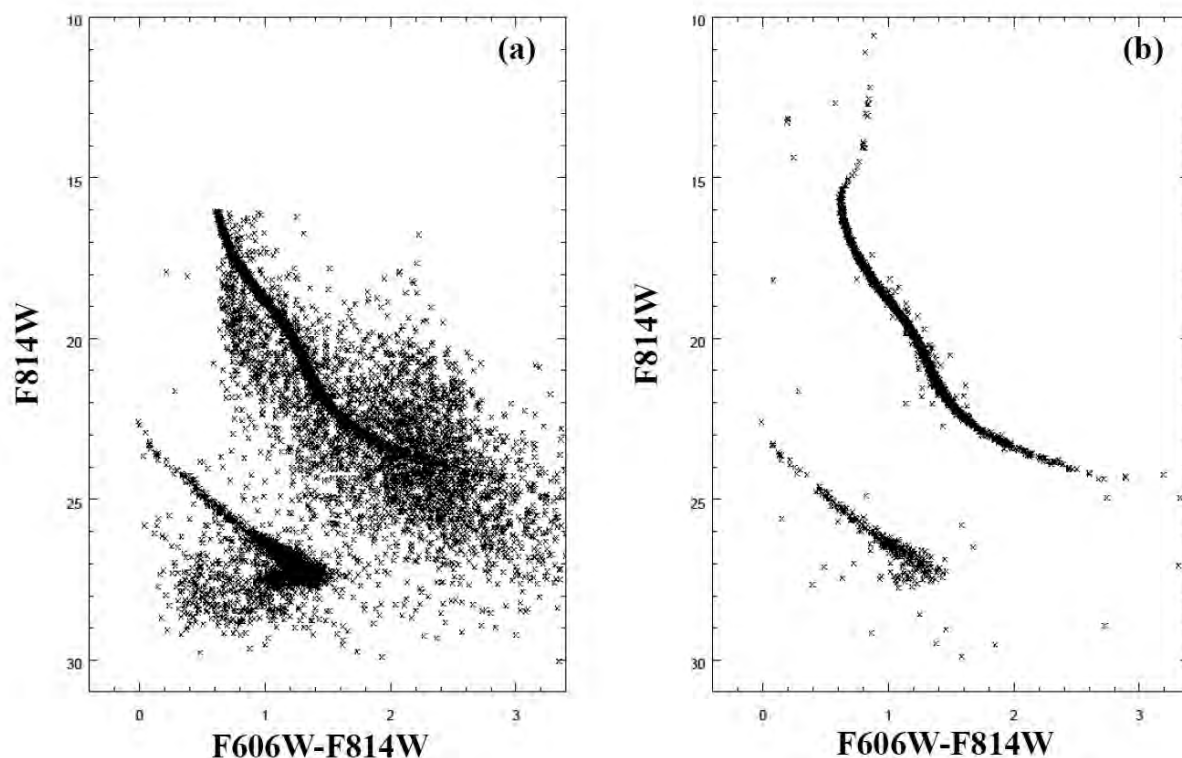


Figura 2.13: Diagramas cor-magnitude do aglomerado globular NGC 6397 (a) com separação estrela-galáxia (somente para as estrelas mais fracas detectadas nas imagens de longa exposição) e (b) todas com correção por movimento próprio.

Com esses dados de Richer et al. (2008), cobrindo uma área mais externa do aglomerado, e também com dados WFPC2 de Richer et al. (2006), cobrindo uma área do centro, Davis et al. (2008) determinaram que a fração de binárias ( $\eta$ ) na parte central é de  $(15 \pm 0.8)\%$  enquanto na área mais externa é de  $(1.1 \pm 0.3)\%$ . Argumentando que Hurley, Aarseth e Shara (2007) mostraram que quando um aglomerado evolui dinamicamente,  $\eta$  aumenta no núcleo enquanto fora do raio de meia massa  $\eta$  se mantém constante, Davis et al. (2008) sugerem um valor para a taxa de binaridade de  $\eta \approx 1-2\%$  na parte mais externa do aglomerado.

Korn et al. (2007) analisaram fotometricamente e espectroscopicamente dezoito estrelas da sequência evolutiva em NGC 6397, desde o ponto de saída da sequência principal até as gigantes vermelhas. Os dados fotométricos foram obtidos no telescópio Danish de 1.54 m em La Silla no Chile, nas bandas uvby (sistema fotométrico de Strömgren;  $u=3500 \text{ \AA}$ ,  $v=4110 \text{ \AA}$ ,  $b=4670 \text{ \AA}$ ,  $y=5470 \text{ \AA}$ ) em 1995 e BVI em 2005. O campo observado é aproximadamente circular com raio  $9'$ , centrado a  $5.5'$  a oeste do centro do aglomerado.

Os dados espectroscópicos foram obtidos com o espectrógrafo de multi-objetos FLAMES-UVES no de 8.2 m no VLT. O tempo total de exposição (20.5 h) foi dividido entre três grupos: estrelas no ponto de saída da sequência principal, estrelas no ramo azul das gigantes vermelhas

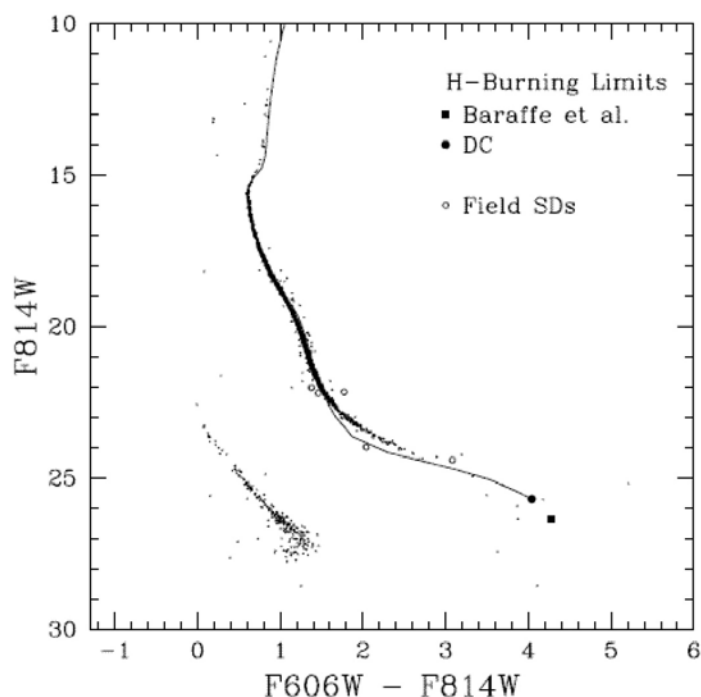


Figura 2.14: Diagrama cor-magnitude publicado por Richer et al. (2008). Os finais teóricos da sequência principal previstos por Baraffe et al. (1997). (quadrado preenchido) e por Dotter (círculo preenchido) estão demarcados, além da isócrona de Dotter et al. (2007a). Os círculos vazios são estrelas de campo de baixa metalicidade, sugerindo que estrelas menos luminosas do halo podem não ter sido descobertas ainda. Eles obtiveram  $(m - M) = 12.36$  e  $E(F606W - F814W) = 0.18$ .

e ramo das gigantes vermelhas; também foram observadas duas estrelas no meio do ramo das subgigantes vermelhas. O comprimento de onda coberto por esses espectros é 4800-6800 Å, com uma lacuna no CCD em 5800 Å. Os resultados de Korn et al (2008) estão resumidos na tabela 2.1.

Milone et al. (2012) publicaram um dos últimos estudos sobre o aglomerado NGC 6397. Eles obtiveram dados do *Hubble Space Telescope* com a *Wide field Channel* do ACS e *Wide Field Camera 3*, o campo coberto pelas imagens foi centrado no núcleo do aglomerado. Estudaram a dupla sequência principal deste aglomerado através de fotometria multi-banda de alta precisão do HST. Esse estudo revelou que NGC 6397 tem uma sequência principal que se divide em duas componentes, demonstrando que o aglomerado possui duas populações estelares; uma população primordial com composição similar às estrelas de campo, e uma população enriquecida por sódio e nitrogênio, carbono e oxigênio empobrecidos, e uma pequena diferença na abundância de He ( $\Delta Y \sim 0.01$ ).

A figura 2.16 (a e b) mostra dois diagramas cor-magnitude onde é possível notar que a sequência principal se divide em duas sequências distintas. Essa separação não está visível nos dados de Richer et al. (2008) pois eles utilizam os filtros vermelhos. Os zooms na parte direita



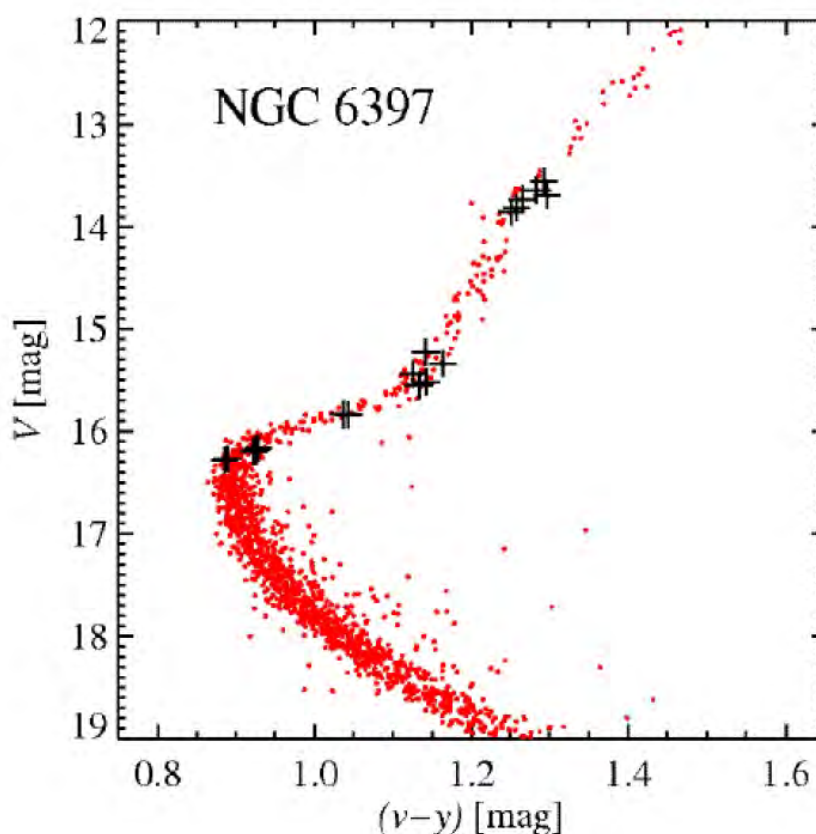


Figura 2.15: Diagrama cor-magnitude publicado por Korn et al. (2007) com as estrelas com medidas espectroscópicas marcadas como “+”.

superior das figuras 2.16a e 2.16b demonstram que as duas sequências se fundem próximo à saída da sequência principal. A divisão fica ainda mais aparente quando se observa o diagrama cor-cor azul (2.16c e 2.16d).

Milone et al. (2012) concluíram que as diferenças de cor entre as duas sequências principais são coerentes com duas populações com composições químicas diferentes. A sequência MSb seria formada por estrelas enriquecidas de He e N, mas empobrecidas de O. Já MSa corresponderia à primeira geração com He primordial, com estrelas ricas em O e pobres em N. Eles chamam a atenção para o fato de que variações de elementos leves tem sido detectadas em todos os aglomerados globulares estudados até agora. Portanto é possível que essa multiplicidade de populações possa vir a ser observada em vários, se não todos, os aglomerados globulares, evidenciando a necessidade de observações no ultravioleta.

## 2.2.2 Nossa análise prévia dos dados HST/ACS

Em Winget et al. (2009) publicamos os dados de Richer et al. (2008) com meu ajuste dos modelos de evolução estelar de Padova (Marigo et al. 2008) que seguem até a sequência de

Grupo	Id. estrela	$T_{\text{ef}}$	$\log g$	$[\text{Fe}/\text{H}] \pm 1\sigma$	$\xi$
		[K]	[cgs]	[dex]	[km/s]
TOP	9655	6260	3.85	$-2.29 \pm 0.06$ (22)	2.1
TOP	10197	6250	3.95	$-2.29 \pm 0.10$ (21)	2.0
TOP	12318	6240	3.90	$-2.28 \pm 0.08$ (21)	2.0
TOP	506120	6260	3.85	$-2.26 \pm 0.09$ (23)	1.9
TOP	507433	6260	3.90	$-2.26 \pm 0.06$ (20)	2.0
SGB	5281	5800	3.55	$-2.25 \pm 0.08$ (26)	1.75
SGB	8298	5810	3.60	$-2.23 \pm 0.07$ (24)	1.75
bRGB	3330	5430	3.35	$-2.16 \pm 0.08$ (24)	1.7
bRGB	6391	5510	3.40	$-2.14 \pm 0.09$ (29)	1.6
bRGB	15105	5470	3.40	$-2.18 \pm 0.07$ (25)	1.75
bRGB	23267	5370	3.30	$-2.23 \pm 0.09$ (27)	1.8
bRGB	500949	5500	3.40	$-2.19 \pm 0.09$ (25)	1.8
RGB	4859	5150	2.65	$-2.12 \pm 0.08$ (38)	1.6
RGB	7189	5130	2.55	$-2.14 \pm 0.08$ (36)	1.6
RGB	11093	5100	2.50	$-2.14 \pm 0.08$ (42)	1.7
RGB	13092	5120	2.55	$-2.12 \pm 0.08$ (38)	1.6
RGB	14592	5130	2.55	$-2.12 \pm 0.08$ (37)	1.6
RGB	502074	5150	2.60	$-2.10 \pm 0.09$ (35)	1.5
TOP <sub>ave</sub>		$6254 \pm 90$	$3.89 \pm 0.09$	$-2.28 \pm 0.04$	$2.0 \pm 0.1$
SGB <sub>ave</sub>		$5805 \pm 140$	$3.58 \pm 0.14$	$-2.24 \pm 0.05$	$1.75 \pm 0.15$
bRGB <sub>ave</sub>		$5456 \pm 90$	$3.37 \pm 0.09$	$-2.18 \pm 0.04$	$1.73 \pm 0.1$
RGB <sub>ave</sub>		$5130 \pm 80$	$2.56 \pm 0.08$	$-2.12 \pm 0.03$	$1.6 \pm 0.1$

Tabela 2.1: Reprodução de parte da tabela 3 de Korn et al. (2007). Parâmetros espectroscópicos de 18 estrelas observadas com o FLAMES-UVES. As incertezas nos valores de  $T_{\text{ef}}$ ,  $\log(g)$  e  $\xi$  (micro turbulência) têm incertezas assumidas como sendo 200 K, 0.2 dex e 0.2 km/s. O desvio padrão para todas as linhas de FeI e FeII medidas (número de medidas entre parênteses) é dado na tabela.

esfriamento das anãs brancas e que foram calculados nas bandas fotométricas da HST/ACS (figura 2.17).

Para realizarmos o ajuste com as isócronas de Padova ([stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd\\_angst2.1](http://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd_angst2.1)) necessitávamos de um intervalo de metalicidades do aglomerado globular. NGC 6397 é um aglomerado globular pobre em metais, mas sua metalicidade ainda é discutida, pois as determinações variam desde  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.9$  (Richer et al. 2008) até  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.28$  (Korn et al. 2007). Geramos uma grade de idades entre 10 e 13 Ganos e a primeira tentativa de ajuste foi com uma isócrona de  $Z=0.00019$ , já que os modelos que utilizamos não têm a opção de variação do enriquecimento por partículas  $\alpha$ . Mas esse valor não ajustava a sequência de esfriamento das anãs brancas. Então geramos modelos de menor metalicidade ( $Z=0.00015$  e  $Z=0.00012$ ) cujo ajuste pode ser visto na figura 2.17.

O melhor ajuste encontrado foi o de 12 Ganos e  $Z=0.00012$ , resultando em um módulo de

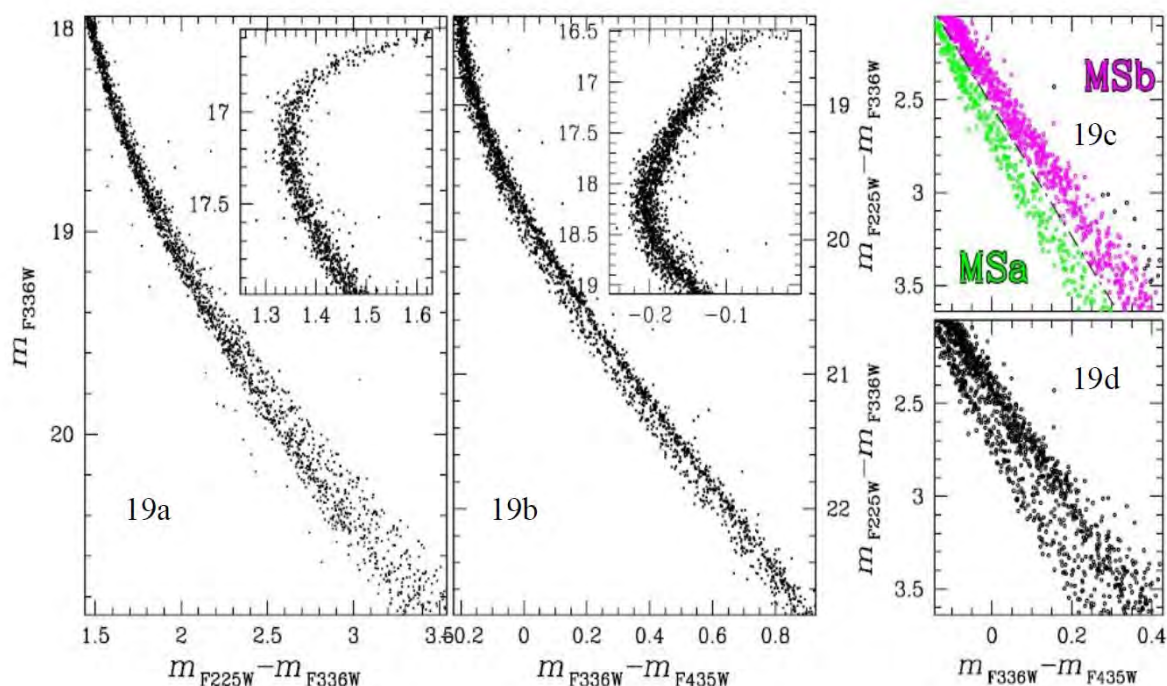


Figura 2.16: Diagrama cor-magnitude da sequência principal do aglomerado NGC 6397 com estrelas selecionadas por movimento próprio e corrigidas por avermelhamento diferencial, o zoom no canto direito superior é da região das sub gigantes vermelhas; (a):  $F336W \times F225W - F336W$ ; (b):  $F336W \times F336W - F435W$ ; (c) e (d): diagramas cor-cor das estrelas da sequência principal com  $19.2 < F336W < 20.6$ . Em 19c a linha pontilhada foi desenhada a mão por Milone et al. (2012) para separar as duas sequências

distância aparente igual a  $(m - M)_{F814W} = 12.49 \pm 0.05$  e  $E(F606W - F814W) = 0.22 \pm 0.02$ , com modelos sem difusão na sequência principal.

O valor da idade é consistente com os valores encontrados por Richer et al. (2008) e Hansen et al. (2007), mesmo levando-se em conta que eles utilizaram os modelos evolutivos de Dartmouth (DSED - com difusão na sequência principal). A metalicidade que obtivemos é menor por um fator de dois em relação à de Richer et al. (2008), mas está de acordo com a determinação por espectroscopia de Korn et al. (2007).

Com os valores de módulo de distância e avermelhamento determinados, não podemos mais mover os modelos de evolução das anãs brancas livremente, como utilizado em artigos que tratam somente da sequência de esfriamento das anãs brancas, por exemplo, Hansen et al. (2007). Na nossa análise o ajuste dos modelos de anãs brancas está restrito aos parâmetros determinados com o ajuste da isócrona aos dados de todo o aglomerado.

É possível notar na sequência de esfriamento das anãs brancas (figura 2.18) que existe uma concentração próxima a  $F814W = 26.5$ , e que a sequência termina em aproximadamente  $F814W = 27.6$  com uma volta para o azul antes do término. Essa volta para o azul pode ser

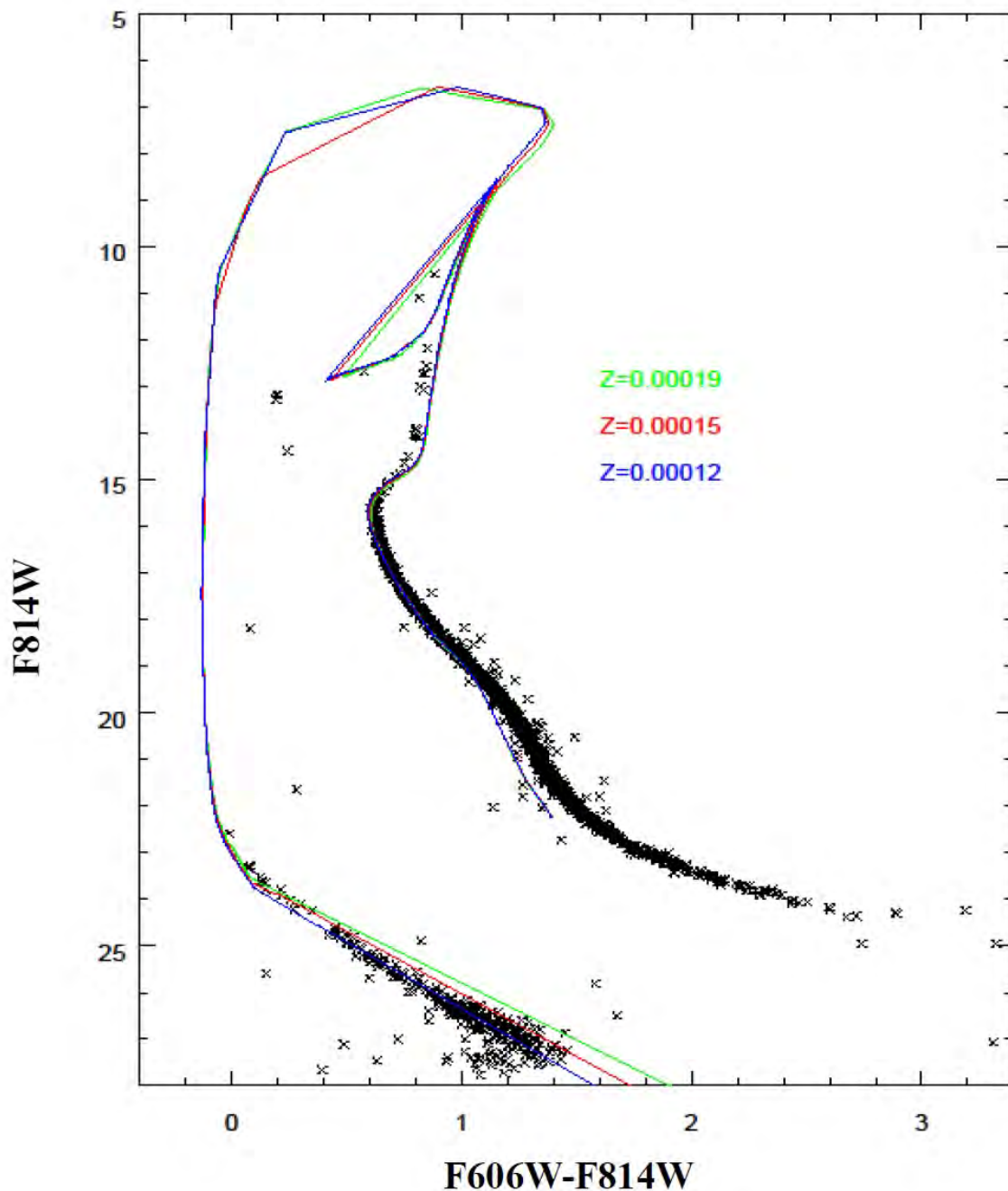


Figura 2.17: Diagrama cor-magnitude do aglomerado globular NGC 6397, com dados obtidos com o telescópio espacial Hubble, com isócrona de  $(12 \pm 1)$ Ganos e  $Z=0.00019$ ,  $Z=0.00015$  e  $Z=0.00012$ . O melhor ajuste foi encontrado com a isócrona de  $Z=0.00012$  e resultou nos parâmetros  $(m - M)_{F814W} = 12.49 \pm 0.05$  e  $E(F606W - F814W) = 0.22 \pm 0.02$ .

pela absorção induzida por colisão.

O acúmulo de estrelas em  $F814W = 26.5$  sugere que a evolução desacelera nessa posição. Dois processos ocorrem nos modelos de atmosfera de H perto desse ponto: cristalização e acoplamento convectivo (Fontaine, Brassard e Bergeron 2001, *convective coupling*). A cristalização, através da liberação de calor latente, retarda a evolução e produz um pico na função

de luminosidade. Convecção, quando atinge o limite de degenerescência, reduz o isolamento do envelope não degenerado e aumenta temporariamente o gradiente total de temperatura, o que retarda a evolução momentaneamente para depois acelerará-la novamente, deixando uma assinatura na função de luminosidade.

Essa característica da função de luminosidade foi estudada por nós e publicada em Winget et al. (2009) e permitiu explorar a física da cristalização do núcleo de anãs brancas, que discutiremos no Capítulo 4.

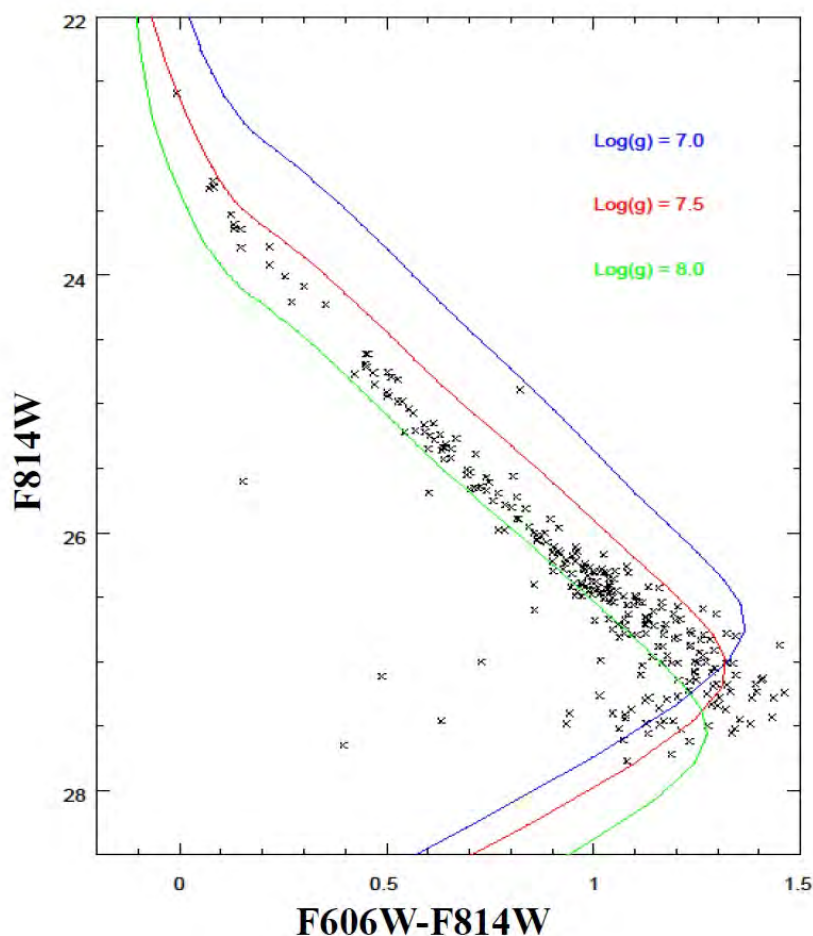


Figura 2.18: Ajuste dos modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas com atmosfera de H de Bergeron (2008) ao diagrama cor-magnitude da sequência de esfriamento das anãs brancas do aglomerado globular NGC 6397 medidas por Richer et al. (2008) com ACS/HST. Os parâmetros de módulo de distância e avermelhamento aplicados foram  $(m - M)_{F814W} = 12.49 \pm 0.05$  e  $E(F606W - F814W) = 0.22 \pm 0.02$  respectivamente, encontrados com o ajuste de uma isócrona de 12 Ganos e  $Z=0.00019$ .

Com os parâmetros  $(m - M)_{F814W}$  e  $E(F606W - F814W)$  do ajuste da sequência principal, ajustamos modelos de anãs brancas com as cores dos filtros do HST/ACS, determinados por Richer et al. (2008) (figura 2.18). Os modelos de Bergeron são para anãs brancas com atmosfera de H e incluem convecção e absorções induzidas por colisões entre os átomos e moléculas de H.

Ajustando os modelos de Bergeron (2008) à sequência de esfriamento das anãs brancas de NGC 6397, com os parâmetros obtidos no ajuste de isócrona em toda a sequência evolutiva, é possível notar que essas anãs brancas têm  $\log(g)$  próximo de 7.75.

De posse dos valores de módulo de distância e avermelhamento do meu ajuste de toda a sequência de evolução, Winget et al. (2009) ajustaram modelos de atmosfera de anãs brancas de Bergeron (2008) na sequência de esfriamento das anãs brancas dos dados com correção por movimento próprio de Richer et al. (2008). Winget et al. (2009) encontraram que modelos de massas entre  $0.500$  e  $0.535 M_{\odot}$  apresentam o melhor ajuste no centro da sequência (figura 2.19).

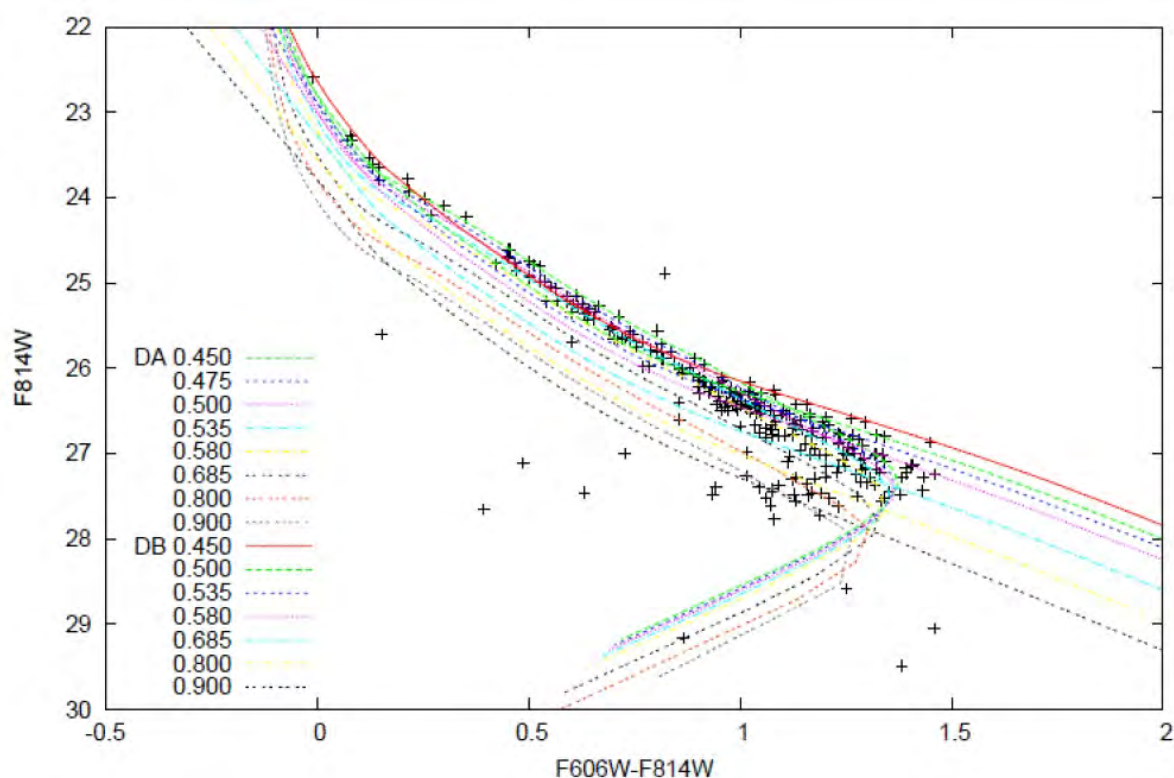


Figura 2.19: Sequência de esfriamento das anãs brancas do NGC 6397 com ajuste de modelos de Bergeron (2008) de massa constante.

Esses valores estão de acordo com as previsões de Renzini e Fusi Pecci (1988) e Renzini et al. (1996) que anãs brancas se formando hoje em aglomerados globulares deveriam ter uma massa de  $0.53 \pm 0.02 M_{\odot}$ . Além disso, medidas espectroscópicas de Kalirai et al. (2009) determinaram que a massa das anãs brancas de M 4 é  $0.53 \pm 0.01 M_{\odot}$  e, para NGC 6752, Moehler et al. (2004) encontraram que a massa das anãs brancas é  $0.53 \pm 0.03 M_{\odot}$ .

Winget et al. (2009) notaram na figura 2.20a que a função de luminosidade da sequência de esfriamento dos dados corrigidos por movimento próprio (Richer et al. 2008) apresentava uma concentração de estrelas em  $F814W \approx 26.5$ . Esse pico também está presente nos dados em que a correção por movimento próprio (figura 2.20b) não foi aplicada (Hansen et al. 2007), mas

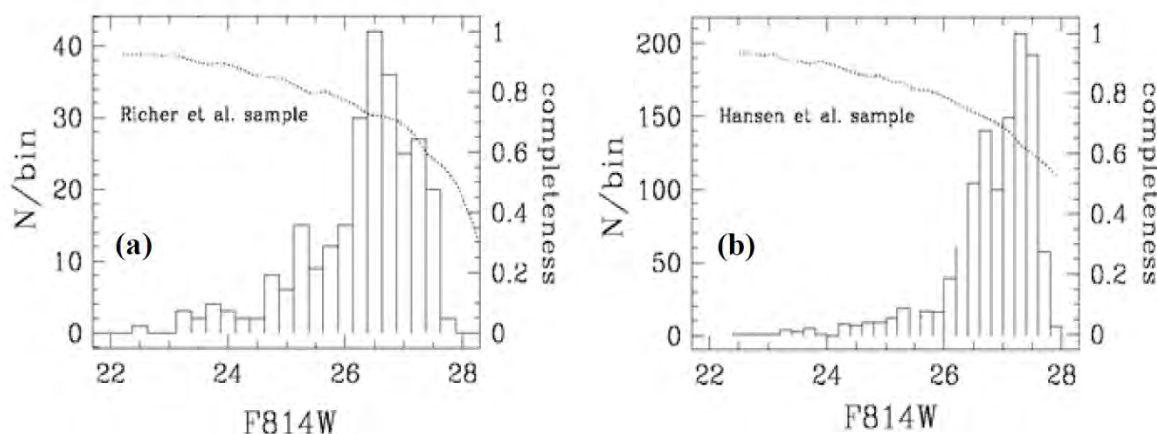


Figura 2.20: (a) Função de luminosidade da sequência de esfriamento das anãs brancas dos dados de Richer et al. (2008) com a relação de completeteza (linha pontilhada). (b) Função de luminosidade da sequência de esfriamento das anãs brancas dos dados de Hansen et al. (2007) com a relação de completeteza. A pequena variação na completeteza na região do pico ( $F814W=26.5$ ) indica que o pico não é devido a efeitos de completeteza.

a função de luminosidade continua crescendo depois desse ponto. Logo ele não é o máximo dessa distribuição, diferentemente da distribuição corrigida por movimento próprio em que esse pico é o máximo.

Kirzhnits (1960), Abrikosov (1960) e Salpeter (1961), independentemente, predisseram, teoricamente, que a cristalização ocorreria para alta razão entre a energia de Coulomb e a energia térmica dos íons,  $E_{Coulomb}/E_{Térmica} = \Gamma \gg 1$ . Para um plasma de componente único o valor de  $\Gamma \approx 175$  está de acordo com várias aproximações teóricas diferentes (Slattery, Doolen e Dewitt 1982; Stringfellow, Dewitt e Slattery 1990; Potekhin e Chabrier 2000; Horowitz, Berry e Brown 2007). Já para uma mistura de carbono e oxigênio, que é relevante no interior de anãs brancas, Horowitz, Berry e Brown (2007) encontraram  $\Gamma \approx 237$ . A introdução de contaminantes dificulta a cristalização.

van Horn (1968) mostrou que o processo de cristalização deve ser uma transição de fase de primeira ordem, com correspondente liberação de calor latente. A existência da cristalização com liberação de calor latente tinha sido contestada por alguns autores como, por exemplo, Stishov (1998), já que nunca tinha sido observada.

Visando testar essa hipótese, Winget et al. (2009) utilizaram modelos de função de luminosidade para anãs brancas com  $0.5 M_{\odot}$ , e valores de massas de camadas como  $M_{H}/M_{*} = 10^{-4}$  e  $M_{He}/M_{*} = 10^{-2}$  para sequências com atmosfera de H e  $M_{He}/M_{*} = 10^{-2}$  para sequências com atmosfera de He. O modelo padrão adotado por eles foi o de núcleo de carbono com cristalização.

Winget et al. (2009) ajustaram modelos com e sem cristalização, normalizados, na função de luminosidade das anãs brancas do NGC 6397 e, como resultado, obtiveram que o modelo sem cristalização tem um pico em  $F814W \approx 26$ , devido ao acoplamento convectivo, mas continua a crescer depois desse pico. Já o modelo com cristalização se ajusta muito bem nos dados (figura 2.21). Neste ajuste a cristalização começa perto do valor  $\Gamma_{\text{Carbono}} \equiv E_{\text{Coulomb}}/E_{\text{Térmico}} \approx 170$ . Winget et al. (2009) alertam que se o verdadeiro valor de  $\Gamma$  for maior (menor) do que esse, a cristalização vai ocorrer em magnitudes menores (maiores).

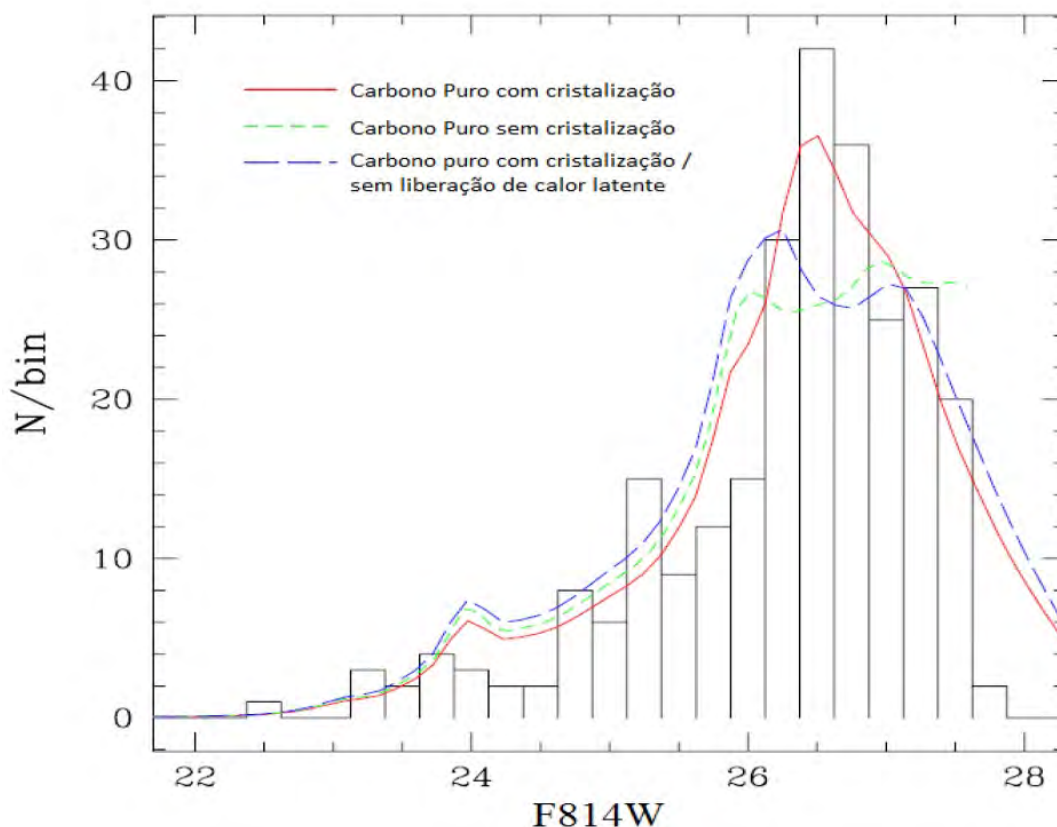


Figura 2.21: Função de luminosidade da sequência de esfriamento das anãs brancas de NGC 6397 com funções de luminosidade teóricas normalizadas com (vermelho) e sem (verde) o efeito da cristalização e transição de fase e com o efeito da cristalização, mas sem a transição de fase (azul). Os modelos não foram deslocados para se ajustarem aos dados.

Modelos com o núcleo composto de uma mistura de carbono e oxigênio também foram ajustados por Winget et al. (2009). Esses modelos consideravam que a quantidade de carbono e oxigênio é igual no núcleo (50%/50%), levando em consideração a incerteza na determinação da taxa de reação  $C(\alpha, \gamma)O$  (Metcalf, Salaris e Winget 2002). Como resultado Winget et al. (2009) obtiveram que todos os modelos têm um pico com luminosidade no mínimo 0.5 magnitudes maior do que  $F814W \approx 26.5$ , aparentemente incompatível com os dados, indicando que um núcleo de carbono puro se ajustava melhor aos dados.



Mais recentemente Horowitz, Schneider e Berry (2010) publicaram um estudo do diagrama de fase da cristalização de mistura de carbono e oxigênio. Eles demonstraram que, devido ao fato de que impurezas dificultam a cristalização, a cristalização da mistura desses dois elementos ocorre em temperatura aproximadamente 1.23 vezes mais baixa do que a do carbono puro. Eles encontraram então, que  $\Gamma_{mistura(C,O)} = E_{Coulomb}/E_{Térmica} \equiv 220$ .

Apresentaremos uma explicação mais detalhada de Horowitz, Schneider e Berry (2010), juntamente com as funções de luminosidade dos aglomerados NGC 6397 e M4 no capítulo 4.

## 2.3 Aglomerado Globular M4

O aglomerado globular M4 (figura 2.22) foi descoberto por Philippe Loys de Chéseaux em 1746 e é classificado atualmente como o mais próximo do Sol, a 2.20 kpc (Bica et al. 2006).



Figura 2.22: O aglomerado globular M4, imagem composta LRGB (luminância-vermelho-verde-azul) obtida por George Seitz/Adam Block/NOAO/AURA/NSF.

### 2.3.1 Perspectiva histórica

Em 1764, M4 foi o primeiro aglomerado globular para o qual foram resolvidas estrelas individuais por Charles Messier. Um dos primeiros diagramas cor-magnitude de M4 (figura 2.23) foi publicado por Alcaino e Liller (1987). Eles estudaram o diagrama cor-magnitude de

três aglomerados ( $\omega$  Centauri, 47 Tucanae e M4) através de fotometria BVRI ( $4' \times 2.5'$ ) obtida com o telescópio Danish de 1.54 metros do ESO-La Silla. Para M4, eles ajustaram modelos de idades entre 8-18 Ganos com  $[Fe/H]=-1.27$  de Vandenberg e Bell (1985), e obtiveram como parâmetros  $(m - M)_V = 12.7$ ,  $E(B - V) = 0.41$ ,  $E(V - I) = 0.38$  e  $E(B - I) = 0.80$ .

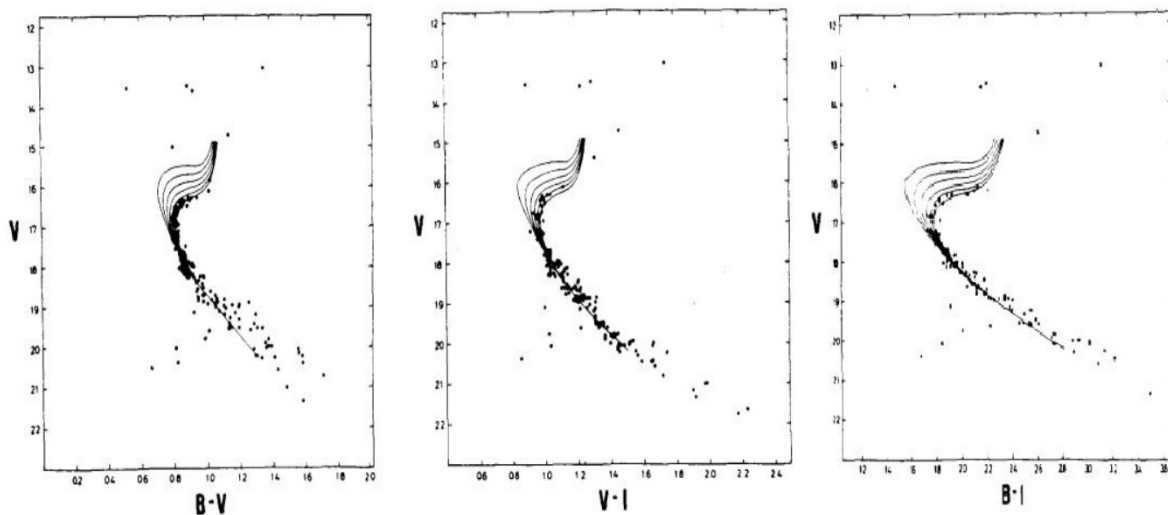


Figura 2.23: Diagramas cor-magnitude de M4 obtidos por Alcaino e Liller (1987), com ajuste de isócronas de Vandenberg e Bell (1985) entre 8 (o mais alto) e 18 Ganos (o mais baixo), com parâmetros de ajuste  $(m - M)_V = 12.7$ ,  $E(B - V) = 0.41$ ,  $E(V - I) = 0.38$  e  $E(B - I) = 0.80$ . Os modelos evolucionários daquela época resultavam em idades altas, devido às incertezas nas opacidades e cálculo de convecção e difusão.

Para se passar dos primeiros diagramas cor-magnitude de M4 até diagramas com anãs brancas, foram necessários oito anos. Richer et al. (1995) publicaram a primeira sequência de esfriamento de anãs brancas mais extensa. Eles obtiveram dados do *Hubble Space Telescope* com o instrumento *Wide Field Planetary Camera 2* (WFPC2) consistindo de 8 exposições na banda F336W ( $\sim U$ , totalizando 11800s) e F814W ( $\sim I$ , totalizando 5500s).

Para construir o diagrama cor-magnitude (figura 2.24), eles transformaram de  $U \times (U - I)_0$  para  $M_U \times (U - I)_0$  considerando  $(m - M)_V = 12.65$  [derivado utilizando uma luminosidade do ramo horizontal (HB) de  $M_V(RR) = M_V(HB) = 0.15[Fe/H] + 1.0$  (Carney, Storm e Jones 1992; Skillen et al. 1993)] e  $V_{HB} = 13.45$  (Cudworth e Rees 1990),  $E(B - V) = 0.37$  (Richer e Fahlman 1984),  $R_V = 3.1$ ,  $A_U = 4.83E(B - V)$  e  $E(U - I) = 2.98E(B - V)$  (Mathis 1990; Bessell e Brett 1988).

Para que as estrelas fossem incluídas no diagrama cor-magnitude, Richer et al. (1995) estabeleceram que elas deveriam passar em dois testes. Primeiro, deveriam ser medidas em todas as oito exposições em U e nas oito exposições em I; segundo, cada objeto foi examinado a olho para garantir parecer uma estrela. Todos os objetos que passassem nesses dois testes eram

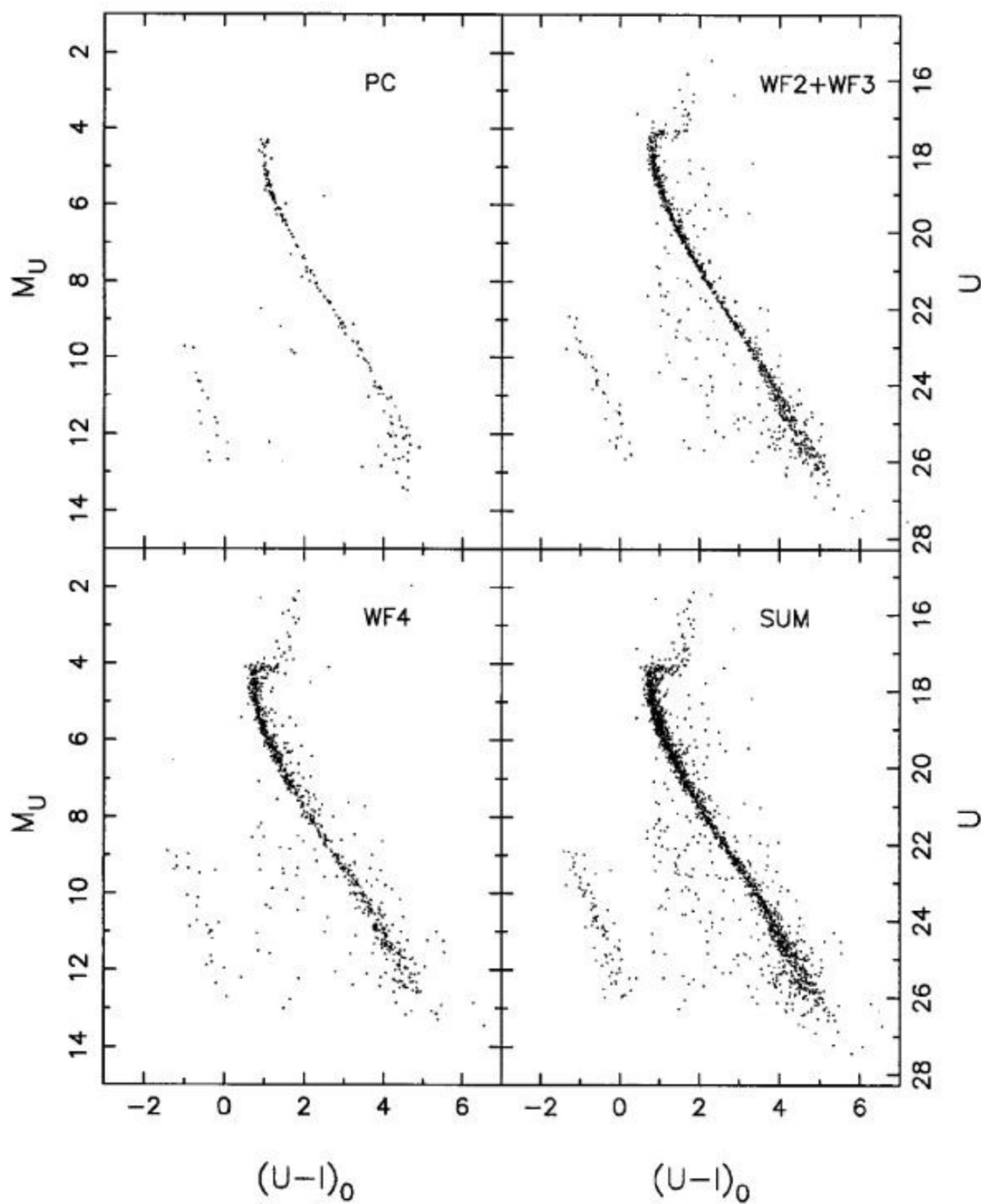


Figura 2.24: Diagrama cor-magnitude de M4 com dados WFPC2/HST obtidos por Richer et al. (1995) para o campo PC, WF2 e WF3 juntos, WF4 e todos os campos somados. é possível notar a sequência de esfriamento de anãs brancas no canto mais azul do diagrama.

mantidos nos dados para construção do diagrama.

Para analisar a sequência de esfriamento das anãs brancas, Richer et al. (1995) construíram um modelo de esfriamento teórico para anãs brancas com atmosfera de H, utilizando modelos evolucionários com núcleo de carbono (Wood 1995) com camada de He de 1% da massa da

estrela e camada de H com 0.01% da massa, além de cores dos modelos de atmosfera das DAs de Bergeron, Wesemael e Beauchamp (1995b). Eles também calcularam uma sequência para anãs brancas com atmosfera de He, portanto sem camada de H, e camada de He de 0.01%, utilizando cores do modelo de atmosfera de He de Bergeron, Saumon e Wesemael (1995a).

Richer et al. (1995) ajustaram modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas de  $0.40\text{-}0.60M_{\odot}$  e encontraram que a massa média  $0.50\pm 0.05M_{\odot}$  forneceu o melhor ajuste aos dados. Eles argumentam que a incerteza na massa é difícil de ser determinada, pois esse ajuste depende da escolha do módulo de distância e extinção do aglomerado. Por exemplo, uma incerteza de 0.1 mag no módulo de distância modifica o valor do melhor ajuste da massa na sequência de esfriamento em  $0.03M_{\odot}$ .

Utilizando dados de 14 órbitas do *Hubble Space Telescope* com o instrumento *Advanced Camera for Surveys* (ACS), Bedin et al. (2009) atingiram a volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas de M4. Os dados consistem de 20 exposições de  $\sim 1200$  s na banda F606W e 4 exposições de  $\sim 1200$  s mais 10 exposições de 360s na banda F775W, além de imagens de curta exposição em ambas bandas para observar as estrelas mais brilhantes.

Para realizar a fotometria, Bedin et al. (2009) primeiramente analisam, simultaneamente todas as imagens individualmente, procurando pelas fontes mais brilhantes e medindo suas posições. O software subtrai as fontes encontradas de cada imagem e interage procurando por fontes até que não haja mais objetos significativos. Para que o objeto fosse considerado real, ele teve que aparecer em pelo menos 6 das 34 imagens de longa exposição.

Para que fosse possível a separação estrela-galáxia, Bedin et al. (2009) definiram o parâmetro RADXS, que mede quanto fluxo há em pixels fora do núcleo em relação ao que prediz a PSF. Se o RADXS é positivo, o objeto é mais largo do que a PSF; se for negativo, o objeto é mais estreito do que a PSF. A correção por movimento próprio foi similar à descrita na seção 2.2.1, para NGC 6397.

Com isso foi possível a Bedin et al. (2009) construírem o diagrama cor-magnitude para esses dados (figura 2.26). Foi possível notar que todas as fases evolutivas estão bem definidas desde o limite da queima de H até quase o topo do ramo das gigantes. A volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas pode ser observado na magnitude  $m_{F606W} = 28.5 \pm 0.1$  (figura 2.26).

Analisando a função de luminosidade da sequência de esfriamento das anãs brancas, Bedin et al. (2009) obtiveram a idade de  $11.6\pm 0.6$  Ganos, que é consistente com o valor que eles encontraram com o ajuste de isócronas de Girardi et al. (2008) para a saída da sequência principal

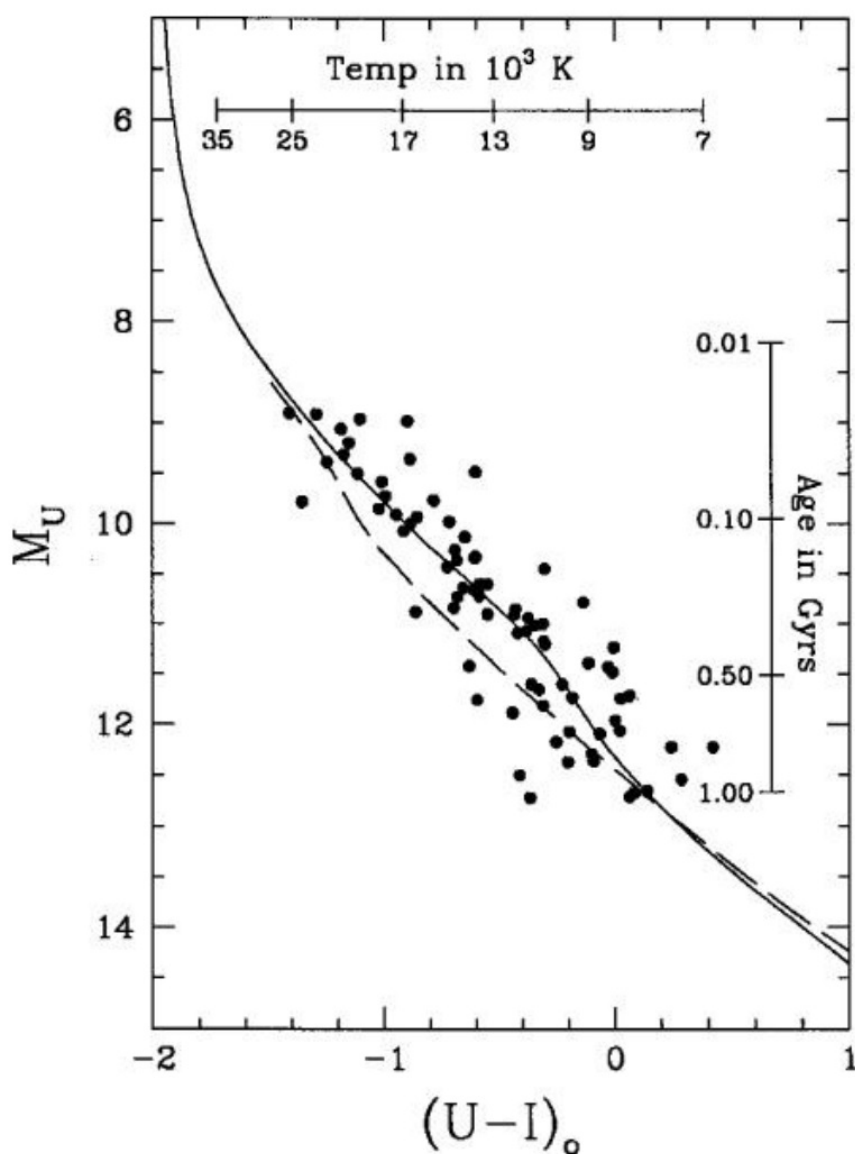


Figura 2.25: Sequência de esfriamento das anãs brancas de M4 com dados WFPC2/HST obtidos por Richer et al. (1995) com sequências de esfriamento teóricas com atmosfera de H (linha contínua) e com atmosfera de He (linha tracejada) para  $0.5M_{\odot}$ . Ao longo do eixo superior estão indicadas as temperaturas efetivas das anãs brancas com atmosfera de H, e à direita estão as idades de esfriamento das anãs brancas com atmosfera de H.

( $12.0 \pm 1.4$  Ganos). Eles encontraram  $(m - M)_{F606W} = 12.68$ , e uma extinção  $A_V = 1.2$ , para  $R_V = 3.8$ , valor obtido por Clayton e Cardelli (1988) para  $\sigma Sco$ , uma estrela distante  $1^\circ$  de M4 no plano do céu, corresponde a  $E(B - V) = 0.32$ .

Para comparar a robustez do método de redução aplicado em Bedin et al. (2009), eles aplicaram essas mesmas técnicas a um subconjunto de 15 das 126 órbitas utilizadas por Richer et al. (2008) para o aglomerado NGC 6397. Eles construíram o diagrama cor-magnitude (figura 2.26) e, apesar de as condições não serem idênticas e um filtro ser diferente: F814W em vez

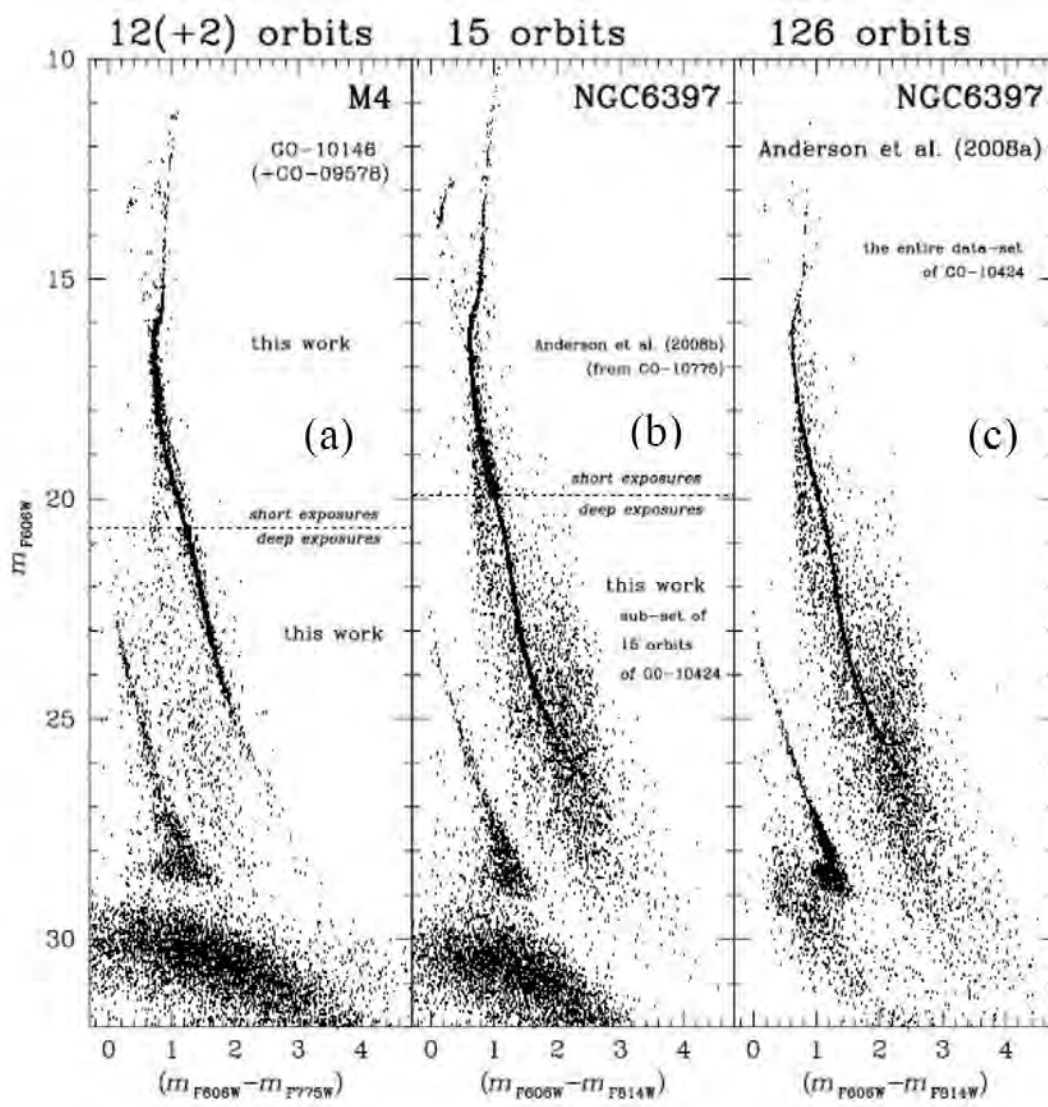


Figura 2.26: (a) Diagrama cor-magnitude de M4 dos dados obtidos por Bedin et al. (2009) com todas as fases evolutivas, desde o limite da queima de H até o final da sequência de esfriamento das anãs brancas. (b) Diagrama cor-magnitude do subconjunto de 15 órbitas de dados obtidos por Richer et al. (2008) para NGC 6397. (c) Diagrama cor-magnitude do conjunto de 126 órbitas de dados obtidos por Richer et al. (2008) de NGC 6397. É possível notar que, com 15 órbitas, já se consegue chegar ao fim da sequência de esfriamento das anãs brancas com todas as fases evolutivas bem definidas. (a) e (b) não estão corrigidos por movimento próprio ou com a separação estrela-galáxia aplicados.

de F775W, Bedin et al. (2009) conseguiram localizar a volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas e encontraram a mesma magnitude obtida com as 126 órbitas, em  $m_{F606W} = 28.7 \pm 0.1$ .

Recentemente, Mucciarelli et al. (2011) analisaram 87 estrelas (36 gigantes e 51 ponto de saída da sequência principal e ramo das sub-gigantes) da sequência evolutiva em M4 espectroscopicamente, desde o ponto de saída da sequência principal até as gigantes vermelhas. Todas as estrelas utilizadas no artigo foram confirmadas como pertencentes ao aglomerado através

de movimento próprio, velocidade radial e metalicidade. A posição dessas estrelas no diagrama cor-magnitude pode ser vista na figura 2.27. Os dados espectroscópicos foram obtidos com o espectrógrafo GIRAFFE@FLAMES no VLT e foram observados com os filtros HR15N ( $\lambda_{central} = 6650\text{\AA}$ ), HR18 ( $\lambda_{central} = 7691\text{\AA}$ ) e HR22 ( $\lambda_{central} = 9205\text{\AA}$ ).

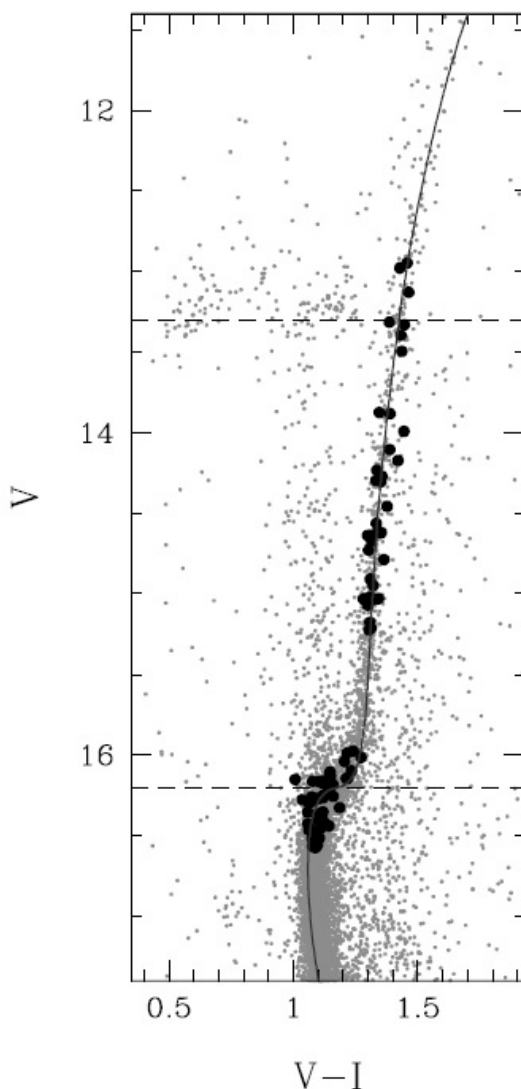


Figura 2.27: Diagrama cor-magnitude publicado por Mucciarelli et al. (2011) com as estrelas com medidas espectroscópicas marcadas em preto.

Os valores de  $[Fe/H]$  para algumas das estrelas da amostra de Mucciarelli et al. (2011) estão listados na tabela 2.2. Levando em consideração toda a amostra de estrelas, Mucciarelli et al. (2011) encontraram a abundância média de Fe como sendo  $[Fe/H] = -1.10 \pm 0.01$ , valor que eles consideram consistente com determinações espectroscópicas prévias de Ivans et al. (1999) ( $[Fe/H] = -1.18 \pm 0.01$ ), Marino et al. (2008) ( $[Fe/H] = -1.07 \pm 0.01$ ) e Carretta et al. (2009) ( $[Fe/H] = -1.18 \pm 0.02$ ) embora as incertezas médias sejam menores que as diferenças detectadas. Mucciarelli et al. (2011) também argumentam que não há indicação estatisticamente

ID	AR (J2000)	Dec (J2000)	$T_{eff}$ (K)	log g (dex)	[Fe/H] (dex)	S/R
8460	245.9471429	-26.3749119	5000	2.8	-1.14	104
8777	245.9373405	-26.3613910	5150	3.2	-1.13	85
9156	245.9069486	-26.3438488	4950	2.7	-1.06	217
13282	245.7901731	-26.3909501	5850	3.9	-1.00	53
28007	245.8049983	-26.6687472	5100	3.0	-1.16	116
28890	245.8083640	-26.6339178	5850	3.8	-1.06	62
28999	245.7440673	-26.6298102	6000	4.0	-1.20	68
29074	245.8010945	-26.6273020	6150	3.9	-1.00	48
29411	245.7990049	-26.6149585	5500	3.7	-1.05	60
29643	245.7572145	-26.6058864	5800	3.8	-1.19	68
29729	245.7547183	-26.6022333	5950	3.9	-1.18	58
30167	245.7958060	-26.5866438	5950	3.8	-1.04	60
30475	245.7195282	-26.5759641	5100	3.0	-1.05	158
30922	245.7432036	-26.5602858	6050	4.0	-1.16	48

Tabela 2.2: Reprodução de parte da tabela 1 de Mucciarelli et al. (2011). Parâmetros espectroscópicos de algumas das estrelas observadas com o GIRAFFE@FLAMES.

significativa de que haja diferenças sistemáticas entre estrelas anãs e gigantes.

Hendricks et al. (2012) determinaram a razão da extinção total para seletiva na linha de visada de M4 e obtiveram  $R_V = 3.62 \pm 0.07$ . Eles argumentam que em estudos prévios, os autores sugerem que na direção de M4 há um tipo de poeira diferente da padrão que corresponde a  $R_V = 3.1 \pm 0.05$  (Wegner 1993), variando de 3.3 to 4.2, o que causa 16% de variação na determinação da distância desse objeto.

Estudaremos este aglomerado no Capítulo 4



# Capítulo 3

## ANÁLISE MULTICROMÁTICA DE DIAGRAMAS COR-MAGNITUDE DE NGC 6366

---

---

Em Campos et al. (2013) publicamos a análise multicromática de diagramas cor-magnitude de NGC 6366, descrita neste capítulo.

Em geral estudos de aglomerado globulares são restritos à ajustes de isócronas em somente um diagrama cor-magnitude. Dadas as incertezas dos modelos, é importante que a determinação de parâmetros dos aglomerados globulares seja baseada em múltiplos diagramas cor-magnitude com tantas cores quantas forem possíveis, especialmente se os dados tiverem comprimentos de onda bem distantes. Isso enriquece as diferenças de cor entre as estrelas e produz parâmetros com menor incerteza.

Schiavon et al. (2012) argumentam que a última fronteira do conhecimento da física das populações estelares velhas reside no ultravioleta. Nesse sentido, obter modelos evolucionários que reproduzam diagramas cor-magnitude em múltiplas cores simultaneamente é extremamente necessário.

Em nosso trabalho, mostramos a análise multicromática de diagramas cor magnitude do aglomerado globular NGC 6366 e, levando todos os fatores de incerteza em consideração, determinamos o módulo de distância, avermelhamento frontal, avermelhamento diferencial e idade.

### 3.1 Dados Fotométricos

Os dados ópticos de nosso trabalho foram obtidos com o telescópio SOAR em 2005, 2009 e 2010. As imagens foram centradas no centro geométrico e tem  $2048 \times 2048$  pixels, com uma resolução de  $0.153''/\text{pixel}$ , cobrindo uma área de  $5' \times 5'$ . Os tempos de exposição para cada

Banda Fotométrica	Tempo de Exposição (s)	FWHM (")
U	6×(1800)	1.05
B	1800	1.12
B	2×(300)	0.92
B	5×(30)	1.07
V	2×(1800)	1.37
V	2×(300)	0.95
V	5×(30)	1.01

Tabela 3.1: Tempo de exposição e largura a meia altura (FWHM) de todas as nossas imagens do SOAR.

filtro estão listados na tabela 3.1.

Os dados fotométricos do *Hubble Space Telescope* do ACS/WFC foram obtidos no site [http://www.astro.ufl.edu/~ata/public\\_hstgc/](http://www.astro.ufl.edu/~ata/public_hstgc/). Esses dados fazem parte do “*An ACS Survey of the Galactic Globular Clusters* (GO10775, P.I. Ata Sarajedini). As imagens são centradas no centro do aglomerado e cobrem  $3' \times 3'$ . Cada banda fotométrica (F606W, F814W) foi observada em uma órbita com uma imagem de curta exposição (10.4 s) e quatro de longa exposição (140 s). A comparação entre o campo coberto pelo SOAR ( $5' \times 5'$ ) e o da HST/ACS estão ilustrados na figura 3.1.

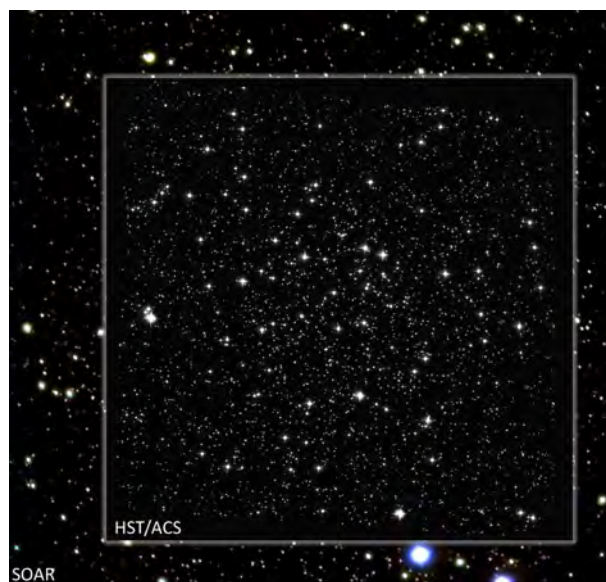


Figura 3.1: Imagens SOAR e Hubble sobrepostas, mostrando a comparação entre o tamanho do campo coberto pelo SOAR ( $5' \times 5'$ ) e o campo coberto pelo HST/ACS ( $3' \times 3'$ )

Para determinar o valor da absorção total para seletiva ( $R_V$ ) para as estrelas na direção do aglomerado, nós usamos dados UBVRI das estrelas padrões de Peter Stetson (Stetson 2000a; Stetson, Catelan e Smith 2005) e dados no infravermelho (J e K) do *survey* DENIS (Borsenberger et al. 2006).

### 3.1.1 Redução do dados SOAR

Faremos uma breve descrição do método aplicado para a obtenção dos dados de fotometria do SOAR, uma explicação mais detalhada pode ser encontrada no Apêndice A.

O primeiro passo após recebermos os dados foi realizar o pré processamento, ou seja, aplicar as correções de *overscan* (sobre-leitura) e *trimming* (recorte), remover *bias* (viés eletrônico), *dark* (corrente de escuro) e *flat field* (variações de sensibilidade do CCD). A partir daí nós realizamos a fotometria dos dados SOAR utilizando o programa DAOPHOT (Stetson 1987).

Os principais parâmetros necessários para encontrar estrelas nas imagens a largura a meia altura (FWHM) e o limite de detecção (*threshold*, em múltiplos de  $\sigma$ ). Os valores de FWHM para cada uma das nossas imagens estão listados na tabela 3.1. O limite de detecção é um parâmetro muito importante pois um valor muito baixo de *threshold* pode causar a detecção de fontes espúrias; entretanto, um valor muito alto deixaria de detectar fontes mais fracas.

Para calcular a PSF, escolhemos, em média 35 estrelas por imagem. As estrelas não podem ter vizinhas próximas, alto ruído, defeitos do detector próximos a elas ou estarem saturadas. Nós testamos todas as funções fornecidas pelo DAOPHOT para calcular a PSF (Gaussiana, Lorentziana, Moffat  $\beta=1.5$ , Moffat  $\beta=2.5$ , Moffat  $\beta=3.5$ , Penny1 e Penny2). O *software* calcula os parâmetros das funções e o  $\chi$  (definido como a raiz quadrada média dos resíduos). A função que produziu o menor valor de  $\chi$  foi a Moffat  $\beta=3.5$ , ou seja, a que tem o pico mais íngreme.

Um dos parâmetros de saída da fotometria PSF é o *sharpness*, relacionado com o tamanho angular intrínseco do objeto. Para uma estrela isolada o valor do *sharpness* deve ter um valor próximo a zero. Nós consideramos que somente objetos com  $|\textit{sharpness}| \leq 2.0$  são estrelas.

Nós detectamos 2609 estrelas no diagrama cor-magnitude  $V \times B - V$ , alcançando 3.5 magnitudes abaixo do ponto de saída da sequência principal, e 2284 estrelas no  $V \times U - V$  atingindo 2.5 magnitudes abaixo do ponto de saída da sequência principal. O último diagrama cor-magnitude tem menos estrelas pois a banda U tem extinção mais alta do que outras bandas fotométricas e sensibilidade instrumental e atmosférica menor.

Após obtermos as magnitudes instrumentais, realizamos a calibração para o sistema fotométrico padrão. Para isso, obtivemos imagens do campo ao redor da estrela Mark A na mesma noite das observações, em duas massas de ar diferentes, para as bandas B e V. Nós realizamos a fotometria para as estrelas do campo de Mark A com o mesmo método aplicado para NGC 6366, PSF, para a determinação do termo de cor. Também foi possível utilizar estrelas padrão do próprio aglomerado, obtidas no catálogo de estrelas padrões de Peter Stetson. Não foi possível utilizarmos somente as estrelas do próprio aglomerado para a calibração pois a mai-

oria das estrelas em comum entre o campo de NGC 6366 observado com o SOAR e as estrelas padrão do Stetson estão no ramo das gigantes vermelhas, e isso causaria incerteza na calibração de estrelas mais azuis. Então, com as magnitudes para as estrelas padrão, foi possível, através de mínimos quadrados, determinar as equações que transformam as magnitudes instrumentais para o sistema padrão (tabela 3.2).

Banda	Equação de calibração
B	$B = b + (0.60851 \pm 0.00432) + (0.02619 \pm 0.00552) \times (b - v) - (0.26901 \pm 0.03164) \times X$
V	$V = v + (0.65476 \pm 0.00883) - (0.09893 \pm 0.00707) \times (b - v) - (0.18177 \pm 0.02919) \times X$
U	$U = u - (1.20057 \pm 0.00688) + (0.07620 \pm 0.01134) \times (u - b) - (0.55460 \pm 0.04500) \times X$

Tabela 3.2: Equações de calibração para o sistema fotométrico padrão dos dados SOAR. As letras maiúsculas correspondem às magnitudes calibradas aparentes e as minúsculas às instrumentais e  $X$  é a massa de ar.

## 3.2 Avermelhamento diferencial

Nós corrigimos o efeito do avermelhamento diferencial espacial nos dados fotométricos de NGC 6366 obtidos com o SOAR e ACS com um método desenvolvido e aplicado por Charles Bonatto. Para fazer isso, começamos dividindo o campo de NGC 6366 em células regulares contendo no mínimo 50 estrelas por célula. O próximo passo foi selecionar uma sub-amostra de estrelas contendo prováveis membros (com cores compatíveis com a sequência do aglomerado) tendo moderada incerteza em cor ( $\leq 0.1$  em cor).

Em seguida, os diagramas de Hess (densidade de distribuição de estrelas) construídos a partir de diagramas cor-magnitude extraídos em todas as células são comparados com o diagrama de Hess médio, aquele que contém todas as estrelas membro, variando o módulo de distância aparente e o excesso de cor ao longo do vetor avermelhamento de acordo com as relações de absorção de Cardelli, Clayton e Mathis (1989). Com isso busca-se minimizar os resíduos da diferença entre os diagramas de Hess. Uma vez que um aglomerado com avermelhamento diferencial deve conter células mais vermelhas e mais azuis do que a média, este procedimento é equivalente a calcular a dispersão do avermelhamento em torno da média.

O último passo foi calcular a diferença em  $e(B - V)$  [valor de  $E(B - V)$  de cada célula individual] entre todas as células e a mais azul, obtendo assim, a distribuição célula por célula de  $\delta E(B - V)$ , a partir da qual foi possível computarmos os valores médio e máximo ocorrendo no aglomerado,  $\langle \delta E(B - V) \rangle$  e  $\delta E(B - V)_{max}$ , respectivamente (Bonatto, Campos e Kepler 2013, aceito para publicação). Nós descobrimos que a diferença máxima entre o diagrama Hess das células é  $\delta E(B - V) = 0.112$  (figura 3.2) e o avermelhamento diferencial médio para NGC 6366

é de  $\langle \delta E(B - V) \rangle = 0.055 \pm 0.018$ , similar ao  $\delta E(B - V) \sim 0.03$  estimado por Alonso et al. (1997).

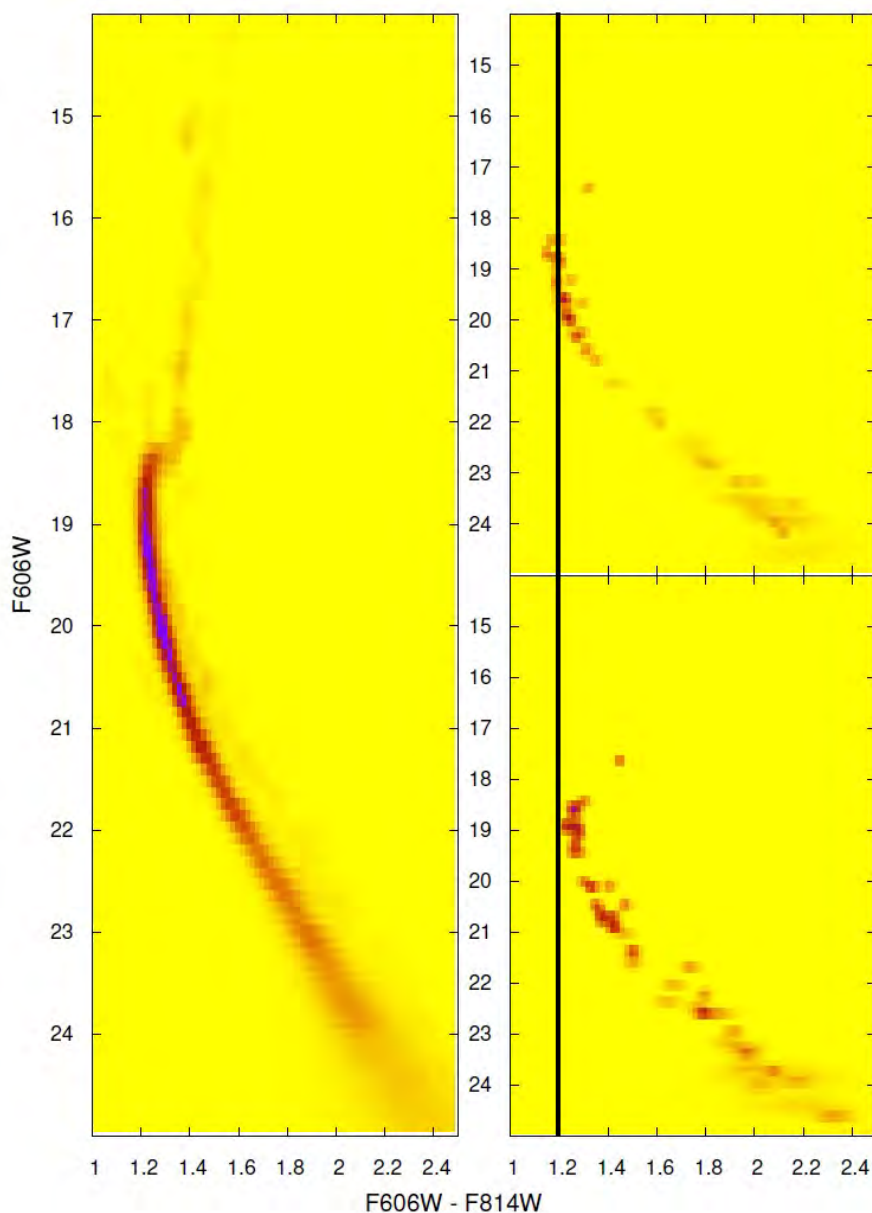


Figura 3.2: Os diagramas de densidade de estrelas de Hess mais azul (direita-acima) e mais vermelho (direita-abaxo) de NGC 6366 para os dados da ACS. A diferença em avermelhamento entre ambos totaliza  $\delta E(B - V) = 0.112$  (mostrada como uma linha vertical). O painel à esquerda mostra o diagrama de Hess observado.

Com esta análise, foi possível gerar o mapa de avermelhamento para NGC 6366, que é mostrado na figura 3.3. É possível perceber que as estrelas no norte parecem mais fracas e mais vermelhas do que estrelas no sul, resultado que está de acordo com Alonso et al. (1997).

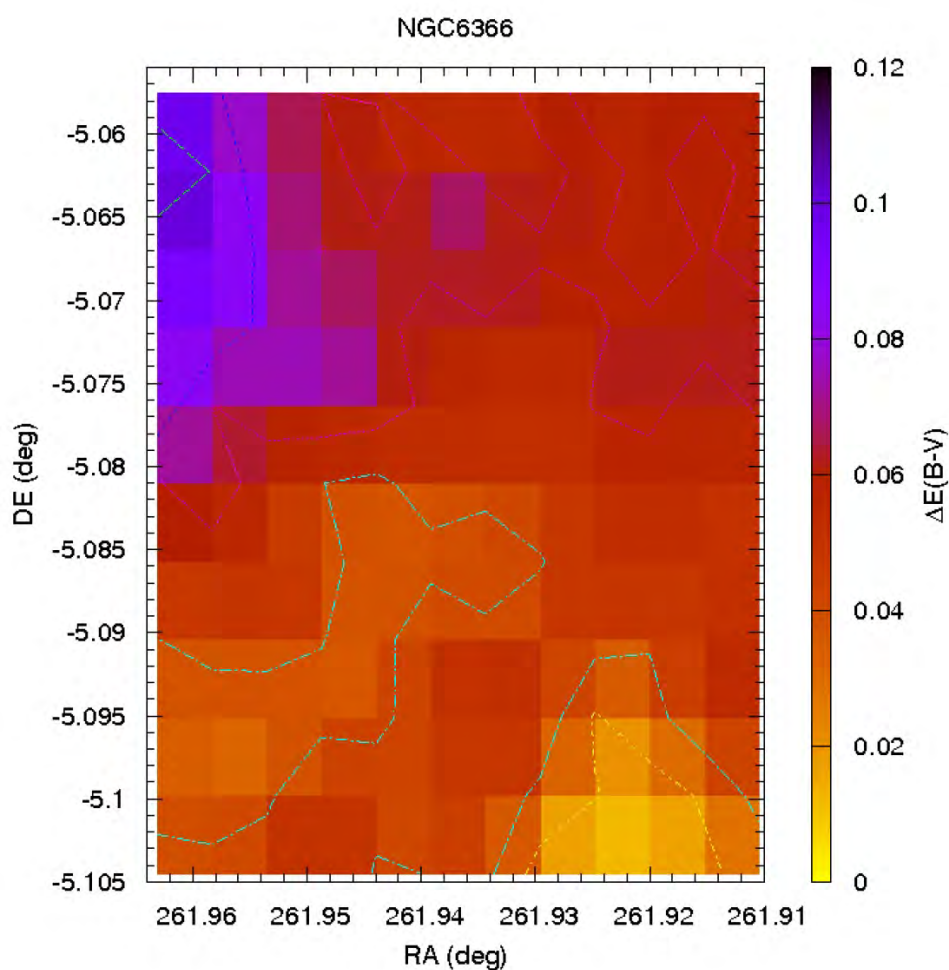


Figura 3.3: O mapa de avermelhamento para o aglomerado globular NGC 6366. As estrelas no norte aparecem mais fracas do que as estrelas no sul.

### 3.3 Razão da extinção total para seletiva $R_V$

Para uma determinação de distância mais precisa, é necessário que levemos o avermelhamento interestelar em consideração. No artigo de Ducati, Ribeiro e Rembold (2003), das 1380 estrelas, distribuídas por oito regiões da Galáxia, para as quais o valor de  $R_V$  foi determinado por eles, encontramos as quatro estrelas angularmente mais próximas de NGC 6366. Como pode ser visto na figura 3.4, a estrela mais próxima se localiza a aproximadamente  $4^\circ$  do aglomerado globular e tem  $R_V = 3.437$ . O valor de  $R_V$  para todas essas quatro estrelas ao redor de NGC 6366 é maior do que o valor da média da Galáxia de  $R_V = 3.10 \pm 0.05$  (Wegner 1993). Isso poderia indicar que o valor de  $R_V$  na direção de NGC 6366 seria maior do que a média. Entretanto, efeitos dinâmicos no gás e poeira podem causar variações bruscas no valor de  $R_V$ , tornando possível que o avermelhamento em um determinado ponto de uma região seja muito maior ou menor do que a tendência da região.

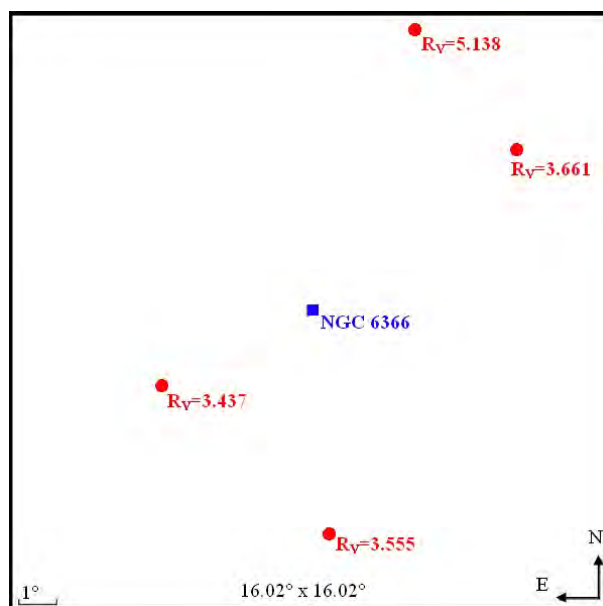


Figura 3.4: Figura gerada com o auxílio do *software* Aladin (<http://aladin.u-strasbg.fr/aladin.gml>), ilustrando a posição de quatro estrelas com o valor de  $R_V$  determinado por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003). O pequeno quadrado azul no centro delimita uma área de  $14.7' \times 14.7'$  do aglomerado globular NGC 6366.

Então, nós determinamos o valor de  $R_V$  para NGC 6366, aplicando o método desenvolvido por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003), com estrelas do próprio aglomerado. Com esse método, é possível determinar simultaneamente o valor total da absorção  $A_V$  e o relativo  $R_V$  através do ajuste da função de extinção de Cardelli, Clayton e Mathis (1989) aos dados fotométricos das estrelas.

Para realizar esta análise nós utilizamos estrelas de NGC 6366 com dados UBVRI do catálogo de padrões de Peter Stetson (Stetson 2000a; Stetson, Catelan e Smith 2005) e dados nas bandas JK do catálogo DENIS (Borsenberger et al. 2006, *third release*). Então, classificamos as estrelas como membros de NGC 6366 construindo o diagrama cor-magnitude em diferentes cores. Cada estrela que consistentemente aparecia na sequência evolucionária do aglomerado em todos os diagramas cor-magnitude, dentro de um  $\sigma$  (incerteza da magnitude), foi considerada como estrela membro para a determinação do avermelhamento.

Para classificar o tipo espectral das estrelas, nós usamos as tabelas de Alonso, Arribas e Martínez-Roger (1999) que fornecem a temperatura efetiva de estrelas gigantes (F0-K5) para diferentes cores, levando a metalicidade em consideração. Consideramos todo o intervalo de incertezas de metalicidade e avermelhamento de NGC 6366 ( $0.65 < E(B - V) < 0.73$  e  $-1.0 < [Fe/H] < -0.50$ ). Como as tabelas de Alonso, Arribas e Martínez-Roger (1999) são apenas para estrelas gigantes, usamos apenas estrelas do ramo das gigantes vermelhas em nossa análise, e nossa amostra contém 29 estrelas.

Nós aplicamos o método desenvolvido por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003), ajustando as curvas de extinção às cores das estrelas membro e obtivemos  $R_V = 3.06 \pm 0.14$  para NGC 6366, onde a incerteza é definida pelo desvio padrão da média dos valores encontrados variando metalicidade e avermelhamento. Esse valor é comparável ao valor médio da Galáxia obtido por Wegner (1993), entretanto, foi determinado com estrelas do próprio aglomerado, e representa a extinção integral média na linha de visada do caminho até o aglomerado.

### 3.4 Análise dos dados SOAR e ACS

Milone et al. (2012a) mediram a fração de binárias de vários aglomerados globulares, dentre eles NGC 6366, com dados ACS/WFC como parte do *Globular cluster treasury project*. Eles estimaram que a fração de estrelas binárias para NGC 6366 é  $f_{bin}^{TOT} = 0.184 \pm 0.014$ . Para levar o efeito das binárias, e também o espalhamento fotométrico, em consideração, nós calculamos a linha de tendência média de cada diagrama cor-magnitude. A linha de tendência média foi determinada através do cálculo do valor médio da cor e da magnitude de bins de 0.04 mag, excluindo, por inspeção visual, a região das estrelas binárias.

Dotter et al. (2008) compararam seus modelos de isócronas com os modelos de BaSTI (Pietrinferni et al. 2004, 2006; Cordier et al. 2007), Padova (Girardi et al. 2000), Victoria-Regina (VandenBerg, Bergbusch e Dowler 2006) e Yale-Yonsei (Yi, Kim e Demarque 2003; Yi, Demarque e Kim 2004). Eles mostraram que há um consenso geral entre os diferentes grupos, com exceção das isócronas de Padova se mostrarem mais quentes e mais azuis na baixa sequência principal e mais frias e mais vermelhas perto do ponto de saída da sequência principal e do ramo das gigantes vermelhas. Os modelos Yale-Yonsei, Victoria, Regina e Basti mostraram diferenças perto do ponto de saída da sequência principal onde os tratamentos *overshooting* no núcleo adotados são diferentes, e na baixa sequência principal onde as equações de estado adotadas e as massas mínimas diferem.

Jofré e Weiss (2011) exploraram o efeito da difusão atômica nas idades de populações estelares pobres em metais do halo e encontraram uma diferença absoluta de 4 Ganos para idades obtidas, ignorando ou incluindo difusão atômica na sequência principal nos modelos estelares. Eles também testaram a idade usando isócronas de BaSTI (Cassisi et al. 2004; Pietrinferni et al. 2004) e Yale-Yonsei (Yi, Kim e Demarque 2003; Yi, Demarque e Kim 2004), como um exemplo de isócronas com e sem difusão, respectivamente. Eles encontraram que idades obtidas com modelos de BaSTI concordam com as de isócronas sem o efeito da difusão atômica, enquanto os resultados de Yale-Yonsei concordaram melhor com isócronas que incluíam o efeito da difusão



atômica. Jofré e Weiss (2011) argumentaram que estrelas pobres em metais do halo pareceriam mais velhas do que o Universo se a difusão atômica fosse completamente inibida dos modelos.

Levando a análise de Jofré e Weiss (2011) em consideração, nós ajustamos modelos de isócronas à linha de tendência média dos três diagramas cor-magnitude ( $V \times B - V$ ,  $V \times U - V$  e  $F606W \times F606W - F814W$ ) de NGC 6366 com modelos de *Dartmouth Stellar Evolution Database* (Dotter et al. 2008, DSED - versão 2012) e *PAdova and TRieste Stellar Evolution Code* (Bressan et al. 2012, PARSEC), ambos incluindo a difusão atômica na sequência principal (no capítulo 2.1.2 nós comparávamos os dados de NGC 6366 aos modelos de Padova, mas esses modelos não incluíam o efeito da difusão na sequência principal).

Nós consideramos todo o intervalo de metalicidades previamente determinadas para esse aglomerado, que é  $-1.0 < [Fe/H] < -0.5$ . A partir de fotometria na banda de TiO de sete gigantes, Johnson, Mould e Bernat (1982) derivaram  $[Fe/H] = -0.6 \pm 0.2$ . Da Costa e Seitzer (1989), de espectros obtidos do tripleto infravermelho do Ca II de várias gigantes pertencentes ao aglomerado, estimaram  $[Fe/H] = -0.85$ ; mais recentemente Da Costa e Armandroff (1995) reanalisaram os mesmos dados e estimaram  $[Fe/H] = -0.67$  (mas ainda sem utilizar as novas determinações da metalicidade do Sol).

Dentre as estimativas da idade de NGC 6366 encontradas na literatura está a análise de Alonso et al. (1997), comparando a linha de tendência média desse aglomerado com as de NGC 6171 (aglomerado velho e rico em metais) e Pal 12 (aglomerado mais jovem conhecido), ambos com  $[Fe/H] \approx -0.80$ . Eles encontraram que a idade de NGC 6366 é muito similar à de NGC 6171, e Pal 12 é 4 a 5 Ganos mais jovem. Rosenberg et al. (1999) estimaram uma idade de aproximadamente 11 Ganos, usando uma base de dados de 34 aglomerados globulares, através da análise de idades relativas pela diferença de magnitudes  $\Delta V_{TO}^{HB}$  entre o ramo horizontal e o ponto de saída da sequência principal, e a diferença de cor  $\delta(V - I)_{@2.5}$  entre o ponto de saída da sequência principal e o ramo das gigantes vermelhas (onde a cor do ramo das gigantes vermelhas é medida 2.5 magnitudes acima do ponto de saída da sequência principal). Salaris e Weiss (2002), com o mesmo método aplicado por Rosenberg et al. (1999), usando um grupo de aglomerados globulares para os quais eles estimavam que as idades eram bem determinadas (M 15, M 3, NGC 6171, 47 Tucanae), encontraram como idade de NGC 6366  $9.5 \pm 1.4$  Ganos. Para incorporar todas as determinações prévias de idade, nós consideramos o intervalo de 9 a 13 Ganos.

Na figura 3.5 nós mostramos nosso diagrama cor-magnitude de  $V \times U - V$ , o primeiro diagrama cor-magnitude no ultravioleta para esse aglomerado, juntamente com o ajuste de isócronas de Dartmouth (DSED), realizado por inspeção visual, à linha de tendência média dos

dados. Para cada modelo de isócrona, com determinadas idade e metalicidade, variamos o módulo de distância e avermelhamento até que fosse encontrado o melhor ajuste. O mesmo tipo de ajuste foi realizado nas outras duas cores ( $V \times B - V$  e  $F606W \times F606W - F814W$ ). Levando em conta o valor da soma dos quadrados das diferenças ( $S$ ), não é difícil notar que, quanto mais a metalicidade diminui (de baixo para cima), os modelos se ajustam melhor aos dados, até  $[Fe/H] = -0.67$ , quando o melhor ajuste, menor valor de  $S$ , é encontrado. Esse modelo é o que melhor se ajusta em todos os setores do diagrama cor-magnitude, tendo o valor da metalicidade consistente com a determinação espectroscópica de Da Costa e Armandroff (1995) de estrelas gigantes do aglomerado. Conforme a metalicidade continua a diminuir, os modelos não se ajustam mais aos dados. Nós também realizamos a análise para as três cores com os modelos de PARSEC, encontrando resultados similares.

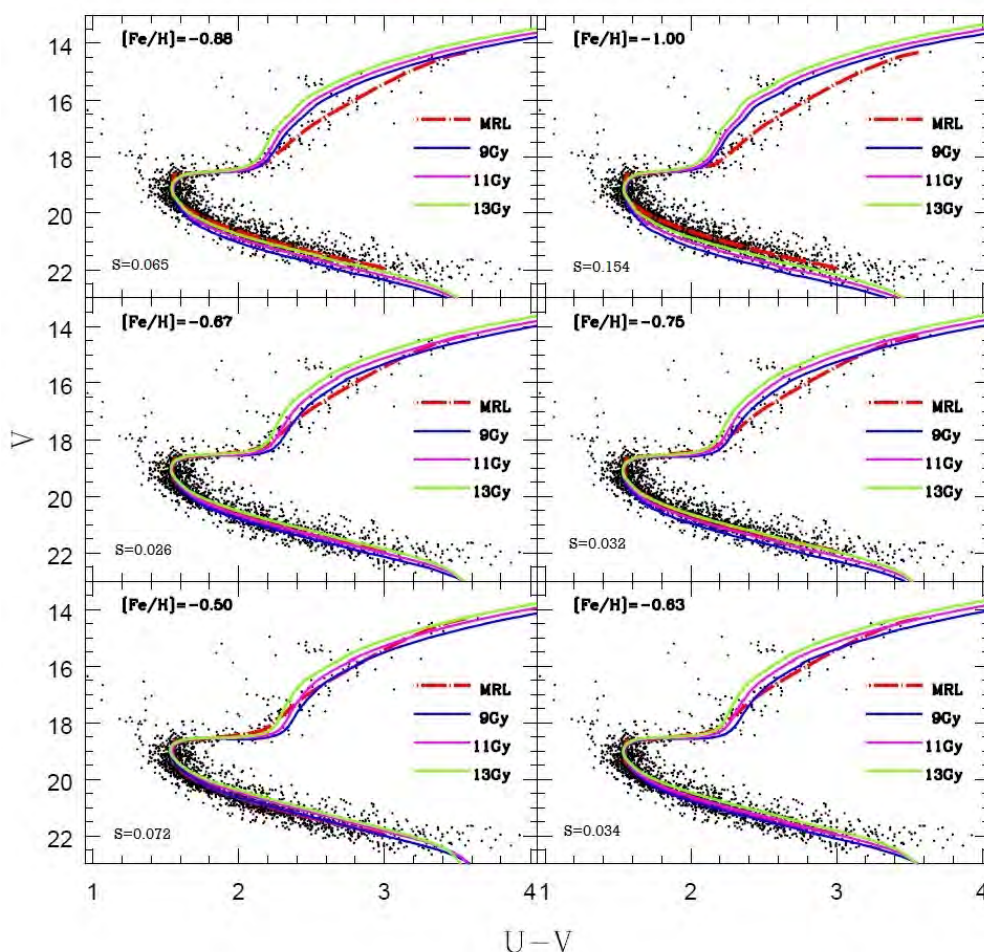


Figura 3.5: Ajustes de isócronas de *Dartmouth Stellar Evolution Database* à linha de tendência média (linha vermelha traço-pontilhada) de dados SOAR de NGC 6366, na cor  $U - V$ , determinada através do cálculo do valor médio da cor e da magnitude de bins de 0.04 mag, excluindo, por inspeção visual, a região das estrelas binárias. Considerando o intervalo completo de determinações para esse aglomerado e idades de 9 Ganos (azul), 11 Gyr (magenta) and 13 Gyr (verde). O melhor ajuste, menor valor de  $S$ , ocorre para  $[Fe/H] = -0.67$ , consistente com a determinação espectroscópica mais recente de Da Costa e Armandroff (1995)

Quando comparamos os ajustes das isócronas de DSED e PARSEC (figuras 3.6 e 3.7), um ponto importante é que modelos DSED ajustam melhor a baixa sequência principal e ao ramo das sub-gigantes, e isso deve estar relacionado à equação de estado adotada por Dotter et al. (2008) para estrelas com massa mais baixa do que  $0.80 M_{\odot}$ . Por esse motivo, nós utilizamos as isócronas de DSED para determinar os parâmetros do aglomerado.

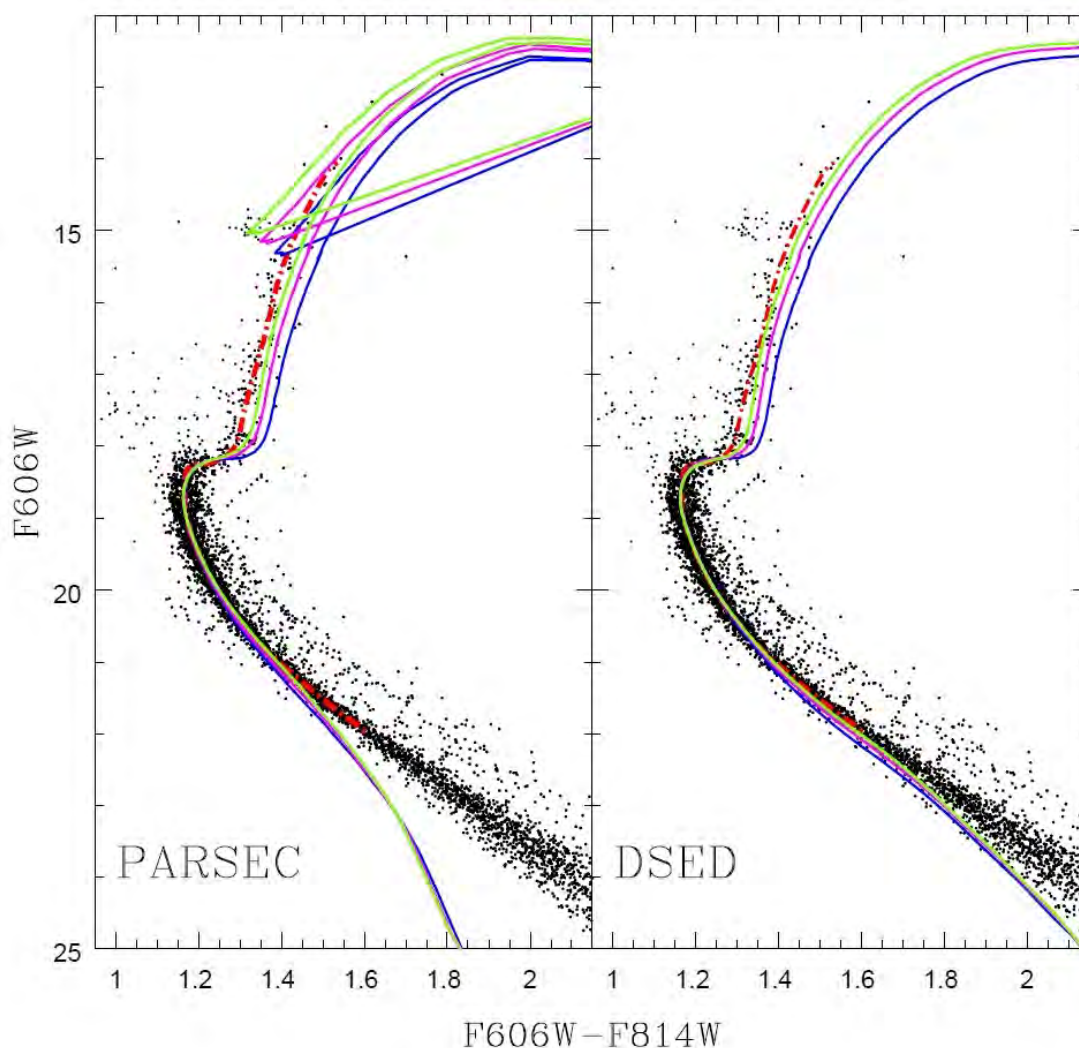


Figura 3.6: Ajustes das isócronas de PARSEC e DSED à linha de tendência média (linha vermelha traço-pontilhada) de dados ACS de NGC 6366, com  $[Fe/H] = -0.67 \pm 0.07$  (Da Costa e Armandroff 1995) e idades de 9 Ganos (azul), 11 Ganos (magenta) e 13 Ganos (verde). Os modelos de DSED ajustam o ramo das sub-gigantes e a baixa sequência principal melhor do que os de PARSEC.

Os ajustes de isócronas DSED para as três cores com  $[Fe/H] = -0.67 \pm 0.07$  (figuras 3.6 e 3.7) mostram que, enquanto o melhor ajuste para  $U - V$  ocorre com 9 Ganos, para  $B - V$  está em torno de 11 Ganos, e para  $F606W - F814W$  ocorre com 13 Ganos. O melhor ajuste com isócronas de PARSEC para  $U - V$  e  $F606W - F814W$  ocorre nas mesmas idades de DSED. Para  $B - V$ , o melhor ajuste ocorre em 13 Ganos. Com isso, estimamos a idade como sendo  $11.00 \pm 1.15$  Ganos, com modelos de DSED.

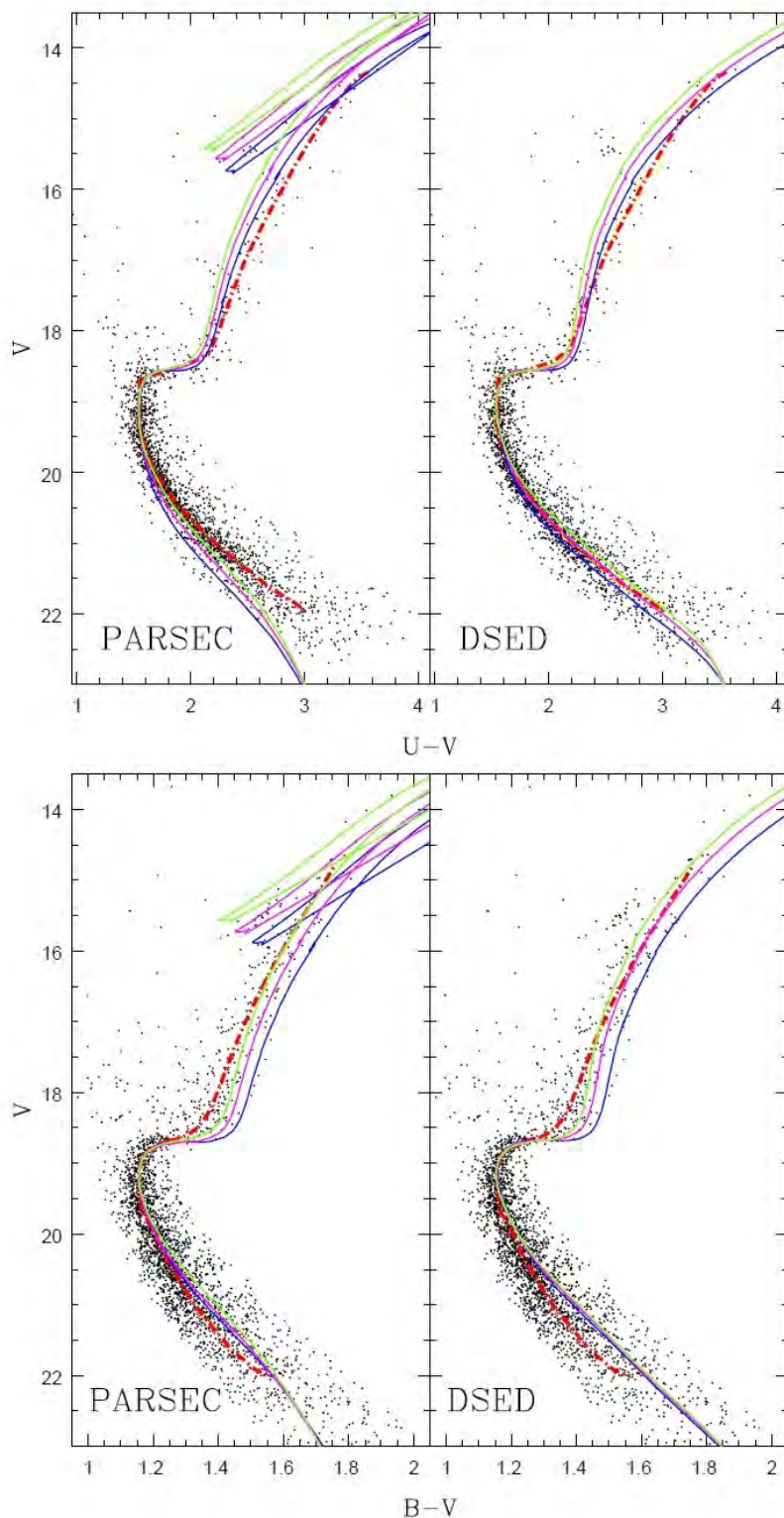


Figura 3.7: Mesmo que a figura 3.6 para ajustes das isócronas de PARSEC e DSED à linha de tendência média (linha vermelha traço-pontilhada) de dados do SOAR de NGC 6366, com  $[Fe/H] = -0.67 \pm 0.07$  (Da Costa e Armandroff 1995) e idades de 9 Ganos (azul), 11 Ganos (magenta) e 13 Ganos (verde). As incertezas não diminuem quando ajustamos cores simultâneas, pois um único modelo não ajusta as três cores simultaneamente.

Quando ajustamos mais do que uma cor, um único modelo não ajusta as três cores simultaneamente. Os modelos evolucionários têm melhorado ao longo dos anos, mas eles ainda não ajustam bem os dados, principalmente quando se trata do ramo das gigantes vermelhas. Isso indica que os modelos evolucionários ainda têm problemas não resolvidos, tais como convecção, tabelas de opacidades, correções bolométricas e relações Cor-Temperatura efetiva ( $T_{\text{ef}}$ ) para transformar quantidades teóricas (luminosidade e  $T_{\text{ef}}$ ) para magnitudes e cores ou a presença de populações múltiplas reais.

Pietrinferni et al. (2009) argumentaram que se a abundância total de *CNO* for a mesma que na composição  $\alpha$ -enriquecida, é possível usar modelos  $\alpha$ -enriquecidos para representar sub-populações de aglomerados globulares afetados por anticorrelações *CNONa*. Para levar os argumentos de Pietrinferni et al. (2009) em consideração, nós ajustamos modelos de DSED  $\alpha$ -enriquecidos com diferentes valores, mas não encontramos nenhuma melhora nos ajustes aos dados.

### 3.5 Resultados e Conclusões

Nós mostramos que os modelos de DSED levam a um melhor ajuste aos dados em comparação aos de PARSEC, especialmente no ramo das sub-gigantes e na baixa sequência principal, possivelmente relacionado à equação de estado adotada por Dotter et al. (2008) para estrelas com baixa massa e as tabelas de opacidades para estrelas mais frias incluídos nesses modelos.

O valor médio do avermelhamento diferencial que encontramos em uma área cobrindo  $3' \times 3'$  ( $\langle \delta E(B - V) \rangle = 0.055 \pm 0.018$ ) é muito próximo do valor estimado por Alonso et al. (1997) cobrindo uma área de  $12.2' \times 12.2'$  [ $\delta E(B - V) \sim 0.03$ ], mas nosso método leva a diferença entre cada célula no aglomerado em consideração, e desloca essas estrelas para o diagrama médio ao longo do vetor de avermelhamento; enquanto Alonso et al. (1997) calculou a linha de tendência média para quatro metades do aglomerado (metades norte e sul, leste e oeste) e, então comparou a diferença entre as linhas no diagrama cor-magnitude, encontrando que não há diferença entre as linhas de leste e oeste, mas estrelas no norte aparecem mais fracas e avermelhadas do que as estrelas do sul.

Nós também determinamos a razão da extinção total para seletiva para NGC 6366, encontrando  $R_V = 3.06 \pm 0.14$ , valor determinado com prováveis estrelas membros do aglomerado. Com isso, estimamos as relações  $E(B - V) = 1.02E(F606W - F814W)$  e  $E(B - V) = 0.57E(U - V)$  usando Cardelli, Clayton e Mathis (1989) e Fitzpatrick e Massa (2007), e determinamos o avermelhamento frontal, distância e idade de NGC 6366 como:

- $E(B - V) = 0.69 \pm 0.02(int) \pm 0.04(ext)$ ;
- $d = [3.82 \pm 0.15(int) \pm 0.01(ext)]$  kpc;
- $Idade = 11.00 \pm 1.15$  Ganos;

onde “int” significa incerteza interna (incertezas relacionadas à fotometria e calibração) e “ext” significa incerteza externa (aquelas relacionadas ao ajuste dos modelos), obtida variando o ajuste do modelo de isócronas, para mais e para menos um  $\sigma$ , em relação à linha de tendência média.

Nossos valores de idade, distância e avermelhamento diferencial para NGC 6366 parecem estar de acordo com as determinações de Sarajedini et al. (2007) e Paust et al. (2009), mas os nossos valores de incertezas nos parâmetros são maiores. Entretanto, diferentemente de autores prévios, nós consideramos todos os fatores de incerteza em todos os passos, incluindo a determinação de  $R_V$  com estrelas membro, não o valor médio da Galáxia, valor geralmente utilizado para determinar parâmetros de aglomerados globulares. Outro ponto importante é que nós levamos o efeito das incertezas nos modelos em consideração, através do ajuste de múltiplas cores, mas assumimos uma única população para todas as cores.

A idade determinada para NGC 6366 em nossa análise pode estar superestimada se o aglomerado for enriquecido de *CNO*. Entretanto, até agora não há determinação de abundâncias de *CNO* para este aglomerado. Nossos resultados também podem estar afetados pela presença de múltiplas populações, detectadas recentemente no ramo das gigantes vermelhas de NGC 6366 por Monelli et al. (2013) com um novo índice fotométrico  $c_{U,B,I} = (U - B) - (B - I)$

Uma conclusão importante é que as incertezas no ajuste de isócronas para NGC 6366 não diminuem quando usamos múltiplas cores, pois um único modelo não ajusta as três cores simultaneamente. Claramente, os modelos falham em reproduzir as sequências evolucionárias observadas de NGC 6366 (especialmente para estrelas com baixa  $T_{ef}$ ) em diagramas cor-magnitude construídos com fotometria obtida com instrumentos diferentes como SOAR e ACS, mesmo se ajustamos modelos  $\alpha$ -enriquecidos. Isso indica que os modelos de isócronas ainda têm problemas que permanecem sem solução, possivelmente convecção, tabelas de opacidade, correções bolométricas e relações cor-temperatura efetiva.

Com esse trabalho, nós determinamos incertezas realistas nos parâmetros de NGC 6366. Esse tipo de análise deve ser estendido a outros aglomerados globulares para uma determinação mais precisa dos parâmetros da Galáxia.

# Capítulo 4

## ANÃS BRANCAS EM AGLOMERADOS

### GLOBULARES

---

---

De acordo com Moehler e Bono (2008), o uso de anãs brancas de aglomerados em vez de anãs brancas do campo no estudo da formação, propriedades físicas e evolução estelar é justificado por várias propriedades, tais como:

- anãs brancas em aglomerados globulares estão localizadas à aproximadamente a mesma distância e têm, em geral, o mesmo avermelhamento;
- é possível obter as propriedades evolucionárias das progenitoras, já que a composição química e a massa típica do ponto de saída da sequência principal são, geralmente, bem conhecidos;
- a densidade de anãs brancas em aglomerados globulares é várias ordens de magnitude maior do que as densidades locais de anãs brancas das populações do halo, disco espesso e disco fino, permitindo observações de amostras homogêneas de anãs brancas sem a necessidade de *surveys* de campo amplo;
- as anãs brancas mais frias de aglomerados globulares velhos são remanescentes das estrelas mais velhas que se formaram durante a formação do halo.

Os primeiros estudos que detectaram anãs brancas em aglomerados globulares datam dos anos 1980 (Ortolani e Rosino 1987; Richer e Fahlman 1988). Investigações um pouco mais detalhadas foram obtidas somente mais tarde, com o *Hubble Space Telescope*. Moehler e Bono (2008) argumentaram que as observações de anãs brancas em aglomerados globulares indicavam que as sequências de esfriamento concordam, em geral, com os modelos teóricos. Entretanto, só recentemente Richer et al. (2008) obtiveram os primeiros dados que alcançam a volta

para o azul das anãs brancas do aglomerado NGC 6397; posteriormente Bedin et al. (2009) e Kalirai et al. (2012) obtiveram dados semelhantes para M 4 e 47 *Tucanae*, respectivamente.

Em nosso trabalho utilizamos a tabela fotométrica de dados obtidos com o HST/ACS por Richer et al. (2008) e Bedin et al. (2009) dos aglomerados globulares NGC 6397 e M 4, respectivamente. Com esses dados estudamos a cristalização de anãs brancas através da liberação de calor latente na sequência de esfriamento. Além disso, demonstramos o problema dos modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas na volta para o azul e proporemos uma possível solução, mistura de He.

## 4.1 Cristalização de anãs brancas

No artigo Winget et al. (2009), estudamos a física da cristalização em um plasma denso de Coulomb através de observações do aglomerado globular NGC 6397, utilizando os diagramas de fase de Segretain (1996). Com esse estudo demonstramos que os dados são consistentes com uma transição de fase de primeira ordem, liberando calor latente durante a cristalização, já que há um excesso de estrelas na função de luminosidade dos dados no ponto que os modelos prevêem que as estrelas cristalizam. Além disso, baseados em ajustes de função de luminosidade de núcleo de carbono puro e 50/50 de carbono e oxigênio, concluímos que o melhor ajuste de modelos de função de luminosidade sugeria que ou havia muito pouco oxigênio no interior de anãs brancas de aglomerados globulares, ou a mistura de carbono e oxigênio devia cristalizar em um valor de  $\Gamma$  muito maior do que de um plasma de um só componente.

Esse resultado gerou novo interesse no estudo da cristalização de uma mistura de carbono e oxigênio. Horowitz, Schneider e Berry (2010), Medin e Cumming (2010) e DeWitt (2010) calcularam o diagrama de fase para a mistura de carbono e oxigênio em interiores de anãs brancas. Na figura 4.1 podemos ver o diagrama de fases de Horowitz, Schneider e Berry (2010) que usaram simulações de dinâmica molecular envolvendo fases líquidas e sólidas. O principal resultado desse trabalho foi que, para frações de massa de oxigênio menores do que cerca de 60%, a temperatura de fusão da mistura é muito próxima à temperatura para carbono puro.

Em Winget et al. (2010) recalculamos os modelos de função de luminosidade das anãs brancas utilizando o diagrama de fases de Horowitz, Schneider e Berry (2010) e aplicamos para os dados do aglomerado M 4, e novamente para os dados do aglomerado NGC 6397.

Para o NGC 6397, utilizamos as mesmas cores teóricas de modelos de atmosfera de Berge-ron (2008) e os mesmos valores de módulo de distância e extinção de Winget et al. (2009), ou seja, não há liberdade de deslizar o modelo de função de luminosidade em magnitude ou cor



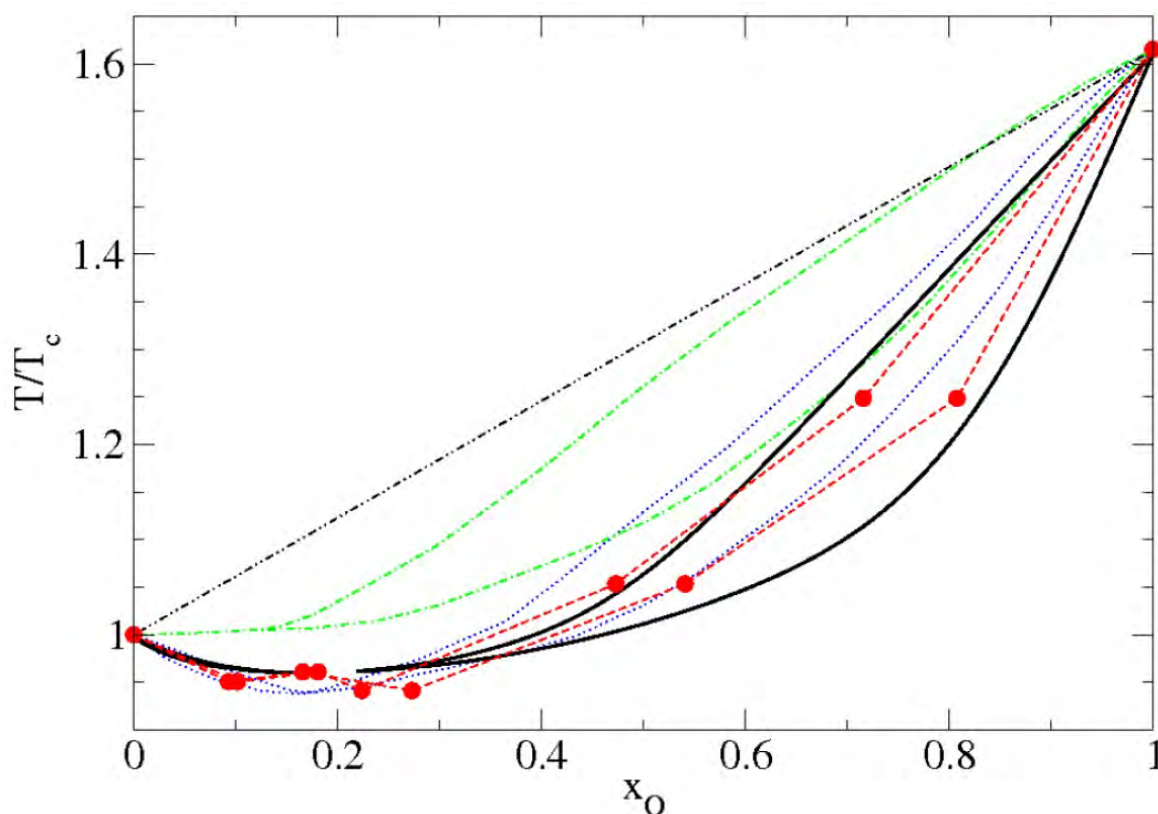


Figura 4.1: A temperatura de fusão da mistura carbono/oxigênio  $T$  sobre a temperatura de fusão de carbono puro  $T_C$ , versus a fração de oxigênio  $x_O = 1 - x_C$ . Os resultados da simulação de dinâmica molecular de Horowitz, Schneider e Berry (2010) estão representados pelos círculos vermelhos ligados por uma linha pontilhada. A fração de oxigênio  $x_O$  na fase líquida e sólida estão em linhas separadas, sendo que a linha mais alta representa a fase líquida e a linha mais baixa representa a fase sólida. O diagrama de fase de Medin e Cumming (2010) está representado como a linha preta sólida, Ogata et al. (1993) pela linha pontilhada azul, Segretain (1996) pela linha traço-pontilhada verde. A linha preta pontilhada representa o valor de  $\Gamma=178$  que conecta diretamente o carbono puro com o oxigênio puro.

para que ele se ajuste aos dados. A função de luminosidade em F814W é mostrada na figura 4.2. Foram ajustados modelos com separação de fase e com 50/50 de carbono e oxigênio, um com o diagrama de fase antigo de Segretain e Chabrier (1993), e outro com o diagrama de fase de Horowitz, Schneider e Berry (2010). Para explicar o acúmulo de estrelas em  $m_{F814W} \sim 26.5$  concluímos que a cristalização ocorre com liberação de calor latente, e que o ajuste obtido com modelos de função de luminosidade calculados para uma mistura de carbono e oxigênio usando dinâmica molecular é comparável àquele obtido para modelos de carbono puro, ou seja, compatível com anãs brancas com núcleo de carbono e oxigênio até 60%, para essas massas de anãs brancas, como esperado pelos modelos evolucionários, dentro do limite de incerteza da seção de choque da reação de  $C(\alpha, \gamma)O$ .

Em Winget et al. (2010), voltando para o estudo de M 4 e utilizando a mesma técnica aplicada ao aglomerado NGC 6397, construímos a função de luminosidade e então, ajustamos os

modelos teóricos de função de luminosidade, sem a liberdade de deslizar os modelos em magnitude ou cor, pois os parâmetros de ajuste utilizados vieram do ajuste da isócrona à sequência principal. O ajuste dos modelos teóricos de função de luminosidade para as anãs brancas de M 4 pode ser visto na figura 4.3. Neste artigo obtivemos conclusões importantes. A abundância interna de anãs brancas do disco obtida via asterosismologia aponta que há partes aproximadamente iguais de carbono e oxigênio no núcleo dessas estrelas (Romero et al. 2012). Isso é consistente com o que foi observado com os ajustes de modelos às funções de luminosidade de anãs brancas em NGC 6397 e M 4. Além disso, a razão entre a energia de Coulomb e a energia térmica dos íons na cristalização é substancialmente maior em uma mistura de carbono e oxigênio, se a fração de oxigênio for maior do que 60%, do que para um plasma de um só componente.

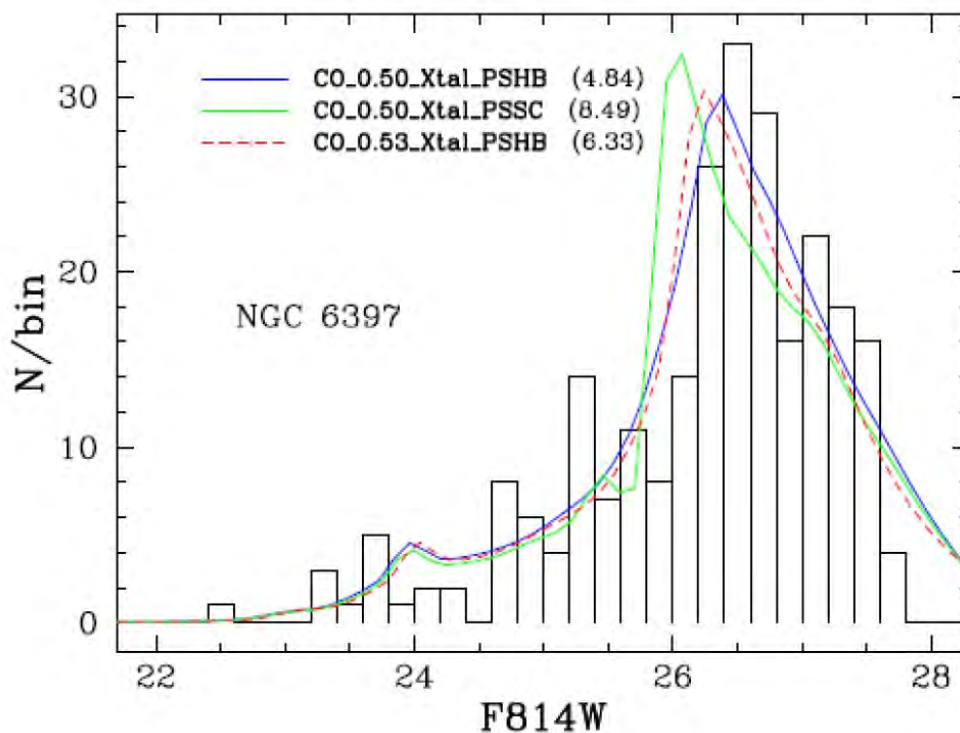


Figura 4.2: Modelos de função de luminosidade ajustados à função de luminosidade observada do aglomerado NGC 6397. Todos os modelos foram calculados com a razão 50/50 de carbono e oxigênio. O modelo com a legenda PSSC e massa  $0.5M_{\odot}$  usa o diagrama de fases de Segretain e Chabrier (1993), os modelos com a legenda PSHB usam o diagrama de fases de Horowitz, Schneider e Berry (2010) e massas de  $0.5M_{\odot}$  e  $0.53M_{\odot}$ . O valor entre parênteses representa a média dos resíduos do ajuste de cada modelo.

Nosso colaborador, Pierre Bergeron, da Universidade de Montreal, calculou modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas especificamente para esse projeto em abril de 2013, usando cálculos similares aos de Tremblay, Bergeron e Gianninas (2011), que incluem os perfis de alargamento Stark (efeito do campo elétrico nos níveis do H; o campo elétrico é causado pela

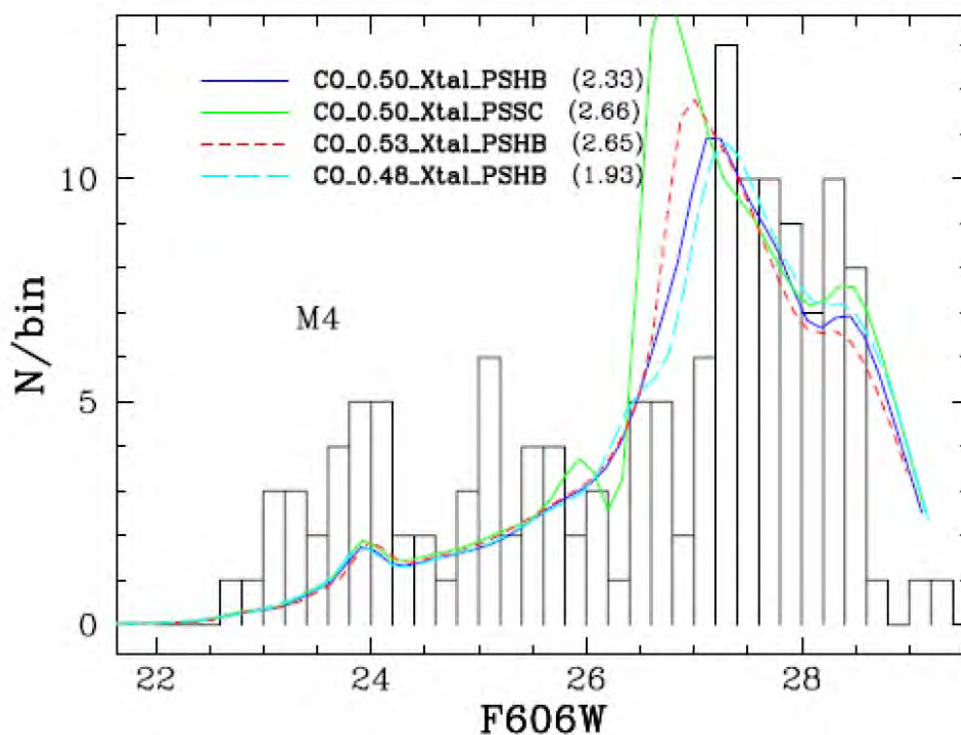


Figura 4.3: Modelos de função de luminosidade ajustados à função de luminosidade observada do aglomerado M4. O modelo com a legenda PSSC e massa  $0.5M_{\odot}$  usa o diagrama de fases de Segretain e Chabrier (1993), os modelos com a legenda PSHB usam o diagrama de fases de Horowitz, Schneider e Berry (2010) e massas de  $0.48M_{\odot}$ ,  $0.5M_{\odot}$  e  $0.53M_{\odot}$ . O valor entre parênteses representa a média dos resíduos do ajuste de cada modelo.

ionização parcial do H, tanto por temperatura, quanto por pressão) otimizados desenvolvidos por Tremblay e Bergeron (2009).

Antes de ajustar esses modelos de sequência de esfriamento aos dados, nós ajustamos modelos de isócronas à sequência principal para obter o módulo de distância e avermelhamento e, assim, eliminar a liberdade de deslocar os modelos de sequência de esfriamento em magnitude ou cor, da mesma maneira que em Winget et al. (2009). Baseados nos resultados publicados por nós em Campos et al. (2013), para obter os parâmetros do aglomerado NGC 6366, usamos os modelos de *Dartmouth Stellar Evolution Database* (Dotter et al. 2008, DSED - versão 2012), que incluem o efeito da difusão na sequência principal e, segundo Aaron Dotter (comunicação privada), a versão 2012 teve o cálculo da correção bolométrica atualizado; em particular, a integração em comprimento de onda foi modificada para ser consistente com a descrição de Girardi et al. (2008) que usa contagens de fótons ao invés de contagens de energia, descrição que era usada em Dotter et al. (2008). A integração por contagem de fótons é mais apropriada pois a maioria dos detectores modernos a utiliza, e não amplificadores de energia.

Para este trabalho usamos os dados de NGC 6397 obtidos por Richer et al. (2008) e dados

de M 4 obtidos por Bedin et al. (2009), como descritos nas seções 2.2.1 e 2.3.1, respectivamente. Realizamos o ajuste das isócronas aos dados de M 4 e NGC 6397 levando em conta as determinações espectroscópicas da metalicidade para os dois aglomerados realizadas por Mucciarelli et al. (2011) e Korn et al. (2007) respectivamente. Geramos modelos de 11, 12 e 13 Ganos e metalicidades de  $[Fe/H] = -1.10$  para M 4, e  $[Fe/H] = -2.20$  para NGC 6397.

Realizamos o ajuste por inspeção visual, considerando a linha de tendência média dos dados no diagrama cor-magnitude (figuras 4.4 e 4.5) e obtivemos os seguintes parâmetros:

- NGC 6397

- $(m - M)_{F606W} = 12.78 \pm 0.04(ext)$

- $E(B - V) = 0.220 \pm 0.007(ext)$

- M 4

- $(m - M)_{F606W} = 12.64 \pm 0.05(ext)$

- $E(B - V) = 0.356 \pm 0.005(ext)$

onde “*ext*” significa incerteza externa, obtida variando o ajuste do modelo de isócronas, para mais e para menos um  $\sigma$ , em relação à linha de tendência média. É possível notar nas figuras 4.4 e 4.5 que o ramo das gigantes vermelhas dos modelos não se ajusta aos dados, isso se deve aos problemas nos modelos citados no capítulo 1.3.1. As incertezas internas, ou seja, as relacionadas a fotometria ou calibração, não foram fornecidas nas tabelas fotoétricas, por isso não foram computadas.

Para obtermos os valores de avermelhamento em termos de  $E(B - V)$ , utilizamos as equações de Cardelli, Clayton e Mathis (1989) com  $R_V = 3.1 \pm 0.05$  para NGC 6397 (Wegner 1993, média da Galáxia) e  $R_V = 3.62 \pm 0.07$  para M 4 (Hendricks et al. 2012, estrelas na direção do aglomerado) e obtivemos  $E(B - V) = 1.12E(F606W - F775W)$ , para M 4, e  $E(B - V) = 0.96E(F606W - F814W)$ , para NGC 6397.

De posse dos valores de módulo de distância e avermelhamento para ambos os aglomerados, passamos para sequência de esfriamento das anãs brancas. Lembrando que, como estamos usando os parâmetros obtidos através do ajuste da sequência principal, não temos a liberdade de deslizar os modelos de sequência de esfriamento nos dados em magnitude ou cor.

É possível notar nas figuras 4.6 e 4.7 que o modelo que melhor ajusta os dados tem massa igual a  $0.5M_{\odot}$ . Para NGC 6397 a massa é, provavelmente, um pouco menor,  $\sim 0.48M_{\odot}$ , mas como ainda só temos modelos com intervalos de  $0.1M_{\odot}$ , vamos considerar a massa de  $0.5M_{\odot}$

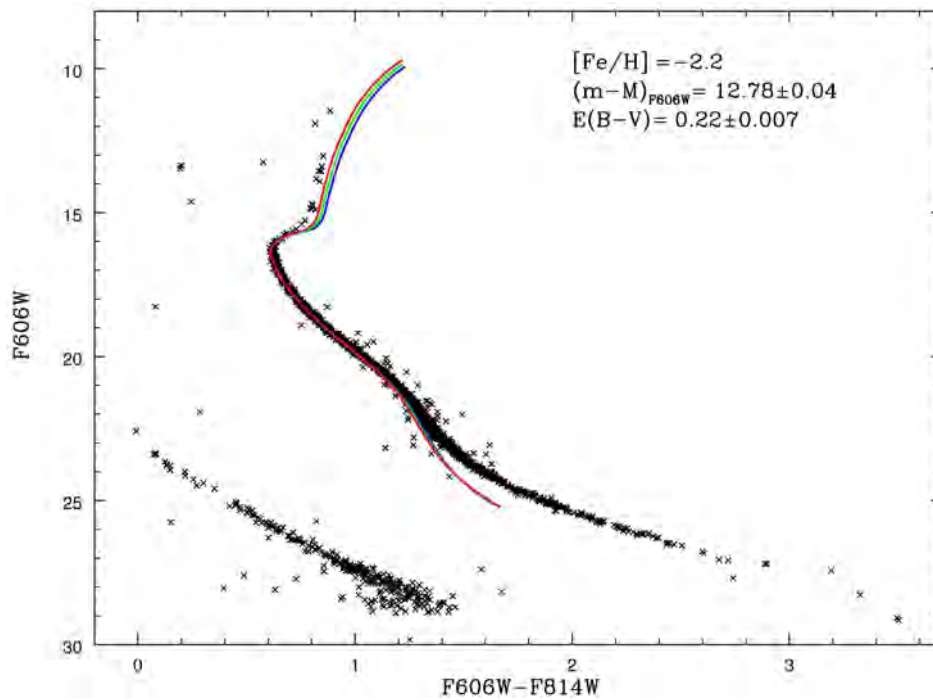


Figura 4.4: Diagrama cor-magnitude de NGC 6397 dos dados obtidos por Richer et al. (2008) com o nosso ajuste de isócronas de DSED geradas com  $[Fe/H] = -2.20$ , metalicidade obtida por determinações espectroscópicas de Korn et al. (2007) e idades de 11 (linha azul), 12 (linha verde) e 13 Ganos (linha vermelha).

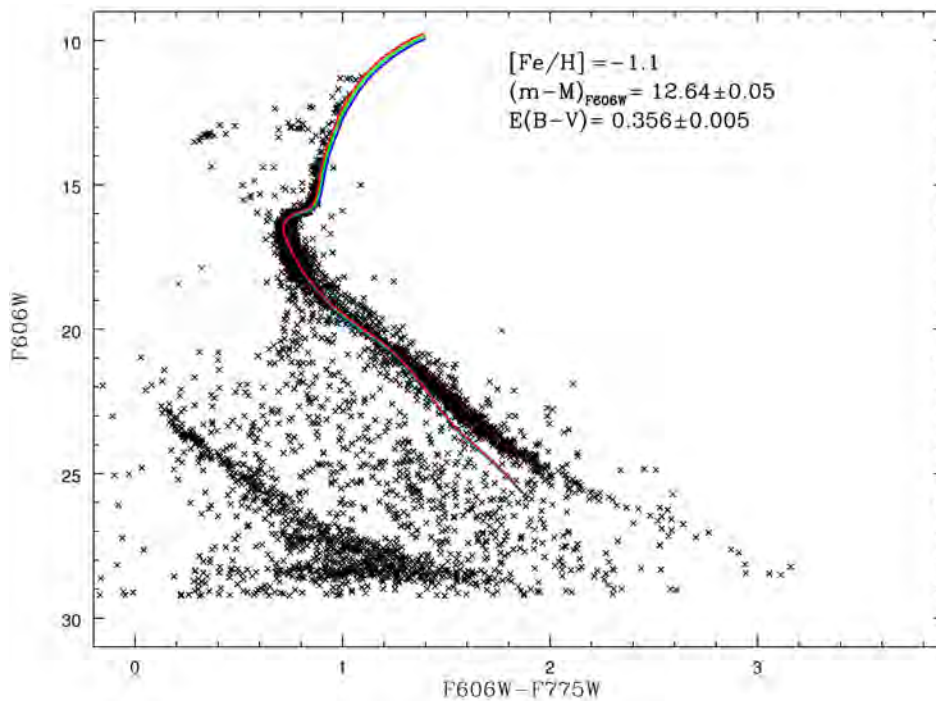


Figura 4.5: Diagrama cor-magnitude de M4 dos dados obtidos por Bedin et al. (2009) com o nosso ajuste de isócronas de DSED geradas com  $[Fe/H] = -1.10$ , metalicidade obtida por determinações espectroscópicas de Mucciarelli et al. (2011) e idades de 11 (linha azul), 12 (linha verde) e 13 Ganos (linha vermelha).

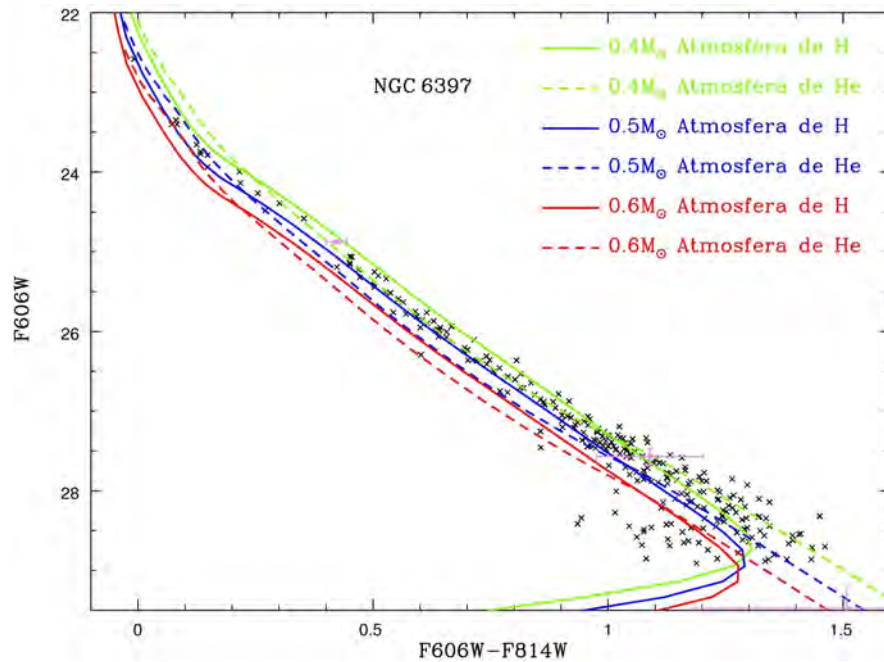


Figura 4.6: Sequência de esfriamento das anãs brancas de NGC 6397 dos dados obtidos por Richer et al. (2008) com modelos de Pierre Bergeron calculados para esse trabalho, com modelos de  $0.4M_{\odot}$  ( $\log(g) \sim 7.7$ , verde),  $0.5M_{\odot}$  ( $\log(g) \sim 7.8$ , azul) e  $0.6M_{\odot}$  ( $\log(g) \sim 8$ , vermelho) e atmosferas de H (linha contínua) e He (linha tracejada). Os parâmetros de módulo de distância e avermelhamento aplicados foram  $(m - M)_{F606W} = 12.78 \pm 0.04$  e  $E(F606W - F814W) = 0.220 \pm 0.007$  respectivamente, encontrados com o ajuste de uma isócrona de 12 Ganos e  $[Fe/H] = -2.20$ . As barras de incerteza medem  $1\sigma$  e a incerteza em cor foi definida por  $\sigma_{F606W-F814W} = ((\sigma_{F606W})^2 + (\sigma_{F814W})^2)^{1/2}$ .

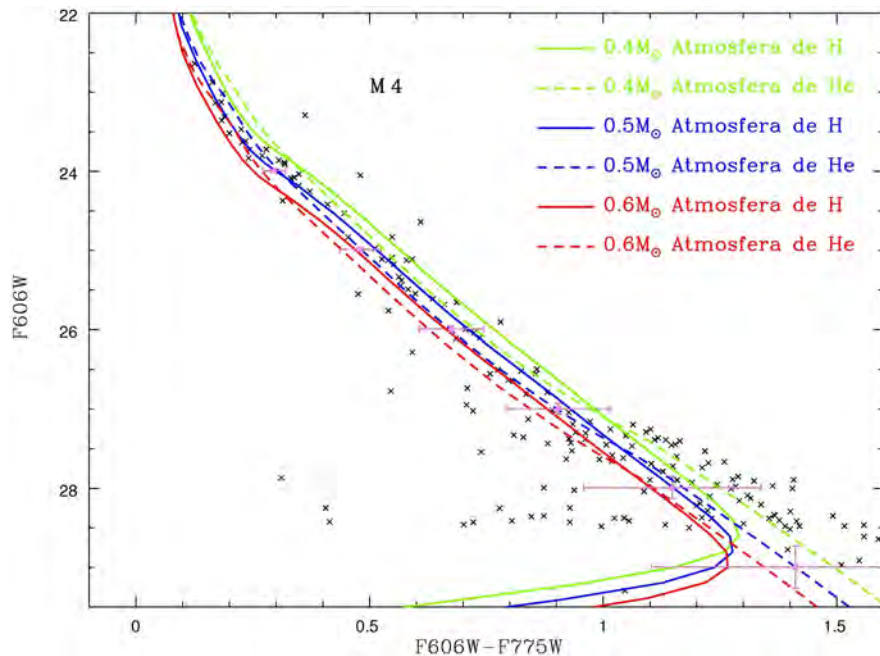


Figura 4.7: Mesmo que a figura 4.6 para dados de M4 obtidos por Bedin et al. (2009). Os parâmetros de módulo de distância e avermelhamento aplicados foram  $(m - M)_{F606W} = 12.64 \pm 0.05$  e  $E(F606W - F775W) = 0.356 \pm 0.005$  respectivamente, encontrados com o ajuste de uma isócrona de 12 Ganos e  $[Fe/H] = -1.10$ . A incerteza em cor foi definida por  $\sigma_{F606W-F775W} = ((\sigma_{F606W})^2 + (\sigma_{F775W})^2)^{1/2}$ .

para NGC 6397 por enquanto. Outro ponto importante a ser notado nas figuras 4.6 e 4.7 é que nenhum dos modelos de atmosfera de H prevê corretamente a volta para o azul, ponto que será tratado na seção 4.2.

Nós construímos a função de luminosidade para as anãs brancas dos aglomerados NGC 6397 e M 4 contando o número de estrelas por bin de magnitude, até a magnitude em que a volta para o azul começa. A partir daí separamos em bins de magnitude e cor, como pode ser visto na figura 4.8.

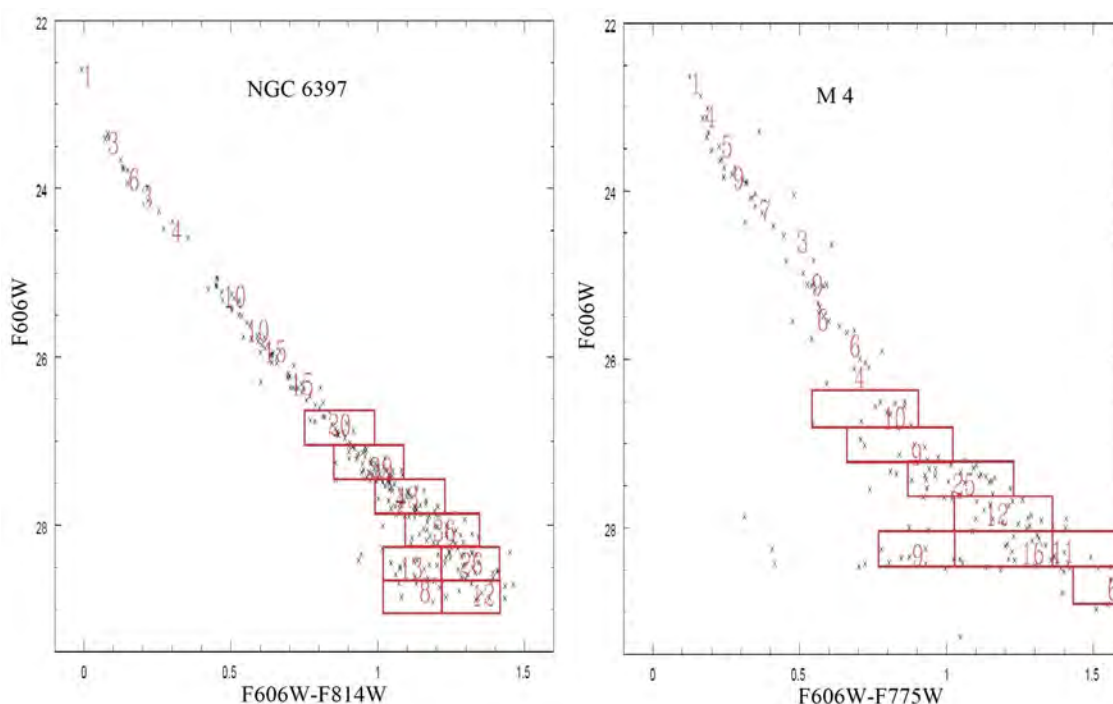


Figura 4.8: Diagrama cor-magnitude da sequência de esfriamento das anãs brancas observadas em NGC 6397 e M 4. O resultado da soma das estrelas em cada bin de magnitude e cor está mostrado na figura.

Após calcularmos o número de estrelas por bin de magnitude/cor, usamos modelos de  $0.5M_{\odot}$  para convertermos as magnitudes médias de cada bin para magnitude bolométrica. As figuras 4.9 e 4.10 mostram as funções de luminosidade das anãs brancas dos aglomerados NGC 6397 e M 4 respectivamente. Ambas as figuras têm os modelos de função de luminosidade teóricas com núcleos de C e C/O (50/50), gerados por nosso colaborador Michael Houston Montgomery, da Universidade do Texas, para este projeto, usando o diagrama de fases de Medin e Cumming (2010), que corroboram com as simulações mais recentes de Schneider et al. (2012).

Schneider et al. (2012) determinaram o diagrama de fases líquido-sólido para a mistura de carbono-oxigênio através de dinâmica molecular de duas fases, enquanto Medin e Cumming

(2010) usaram modelos de energias livres. Schneider et al. (2012) argumentam que a boa concordância entre seus modelos e os modelos de Medin e Cumming (2010) sugere que o diagrama de fases para o sistema carbono-oxigênio é conhecido com boa precisão.

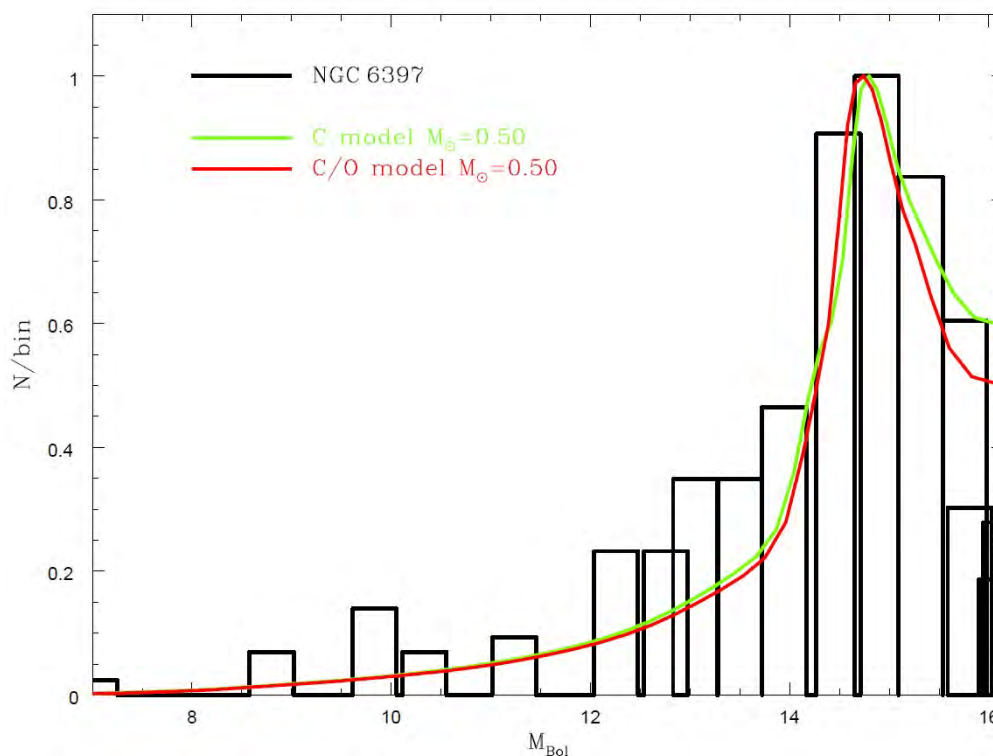


Figura 4.9: Função de luminosidade das anãs brancas observadas em NGC 6397 com o ajuste de modelos teóricos de função de luminosidade de  $0.5M_{\odot}$  calculados por Michael Houston Montgomery para este projeto.

Não é possível determinar se o núcleo das anãs brancas dos aglomerados é composto de  $C$  ou  $C/O$ , pois, como argumentado por Horowitz, Schneider e Berry (2010), para frações de massa de oxigênio menores do que 60%, a temperatura de fusão é muito próxima a temperatura de carbono puro. Entretanto, podemos afirmar, novamente, que a cristalização das anãs brancas, com liberação de calor latente acontece, na magnitude bolométrica  $\sim 14.8$  ( $T_{ef} \sim 4900K$ ).



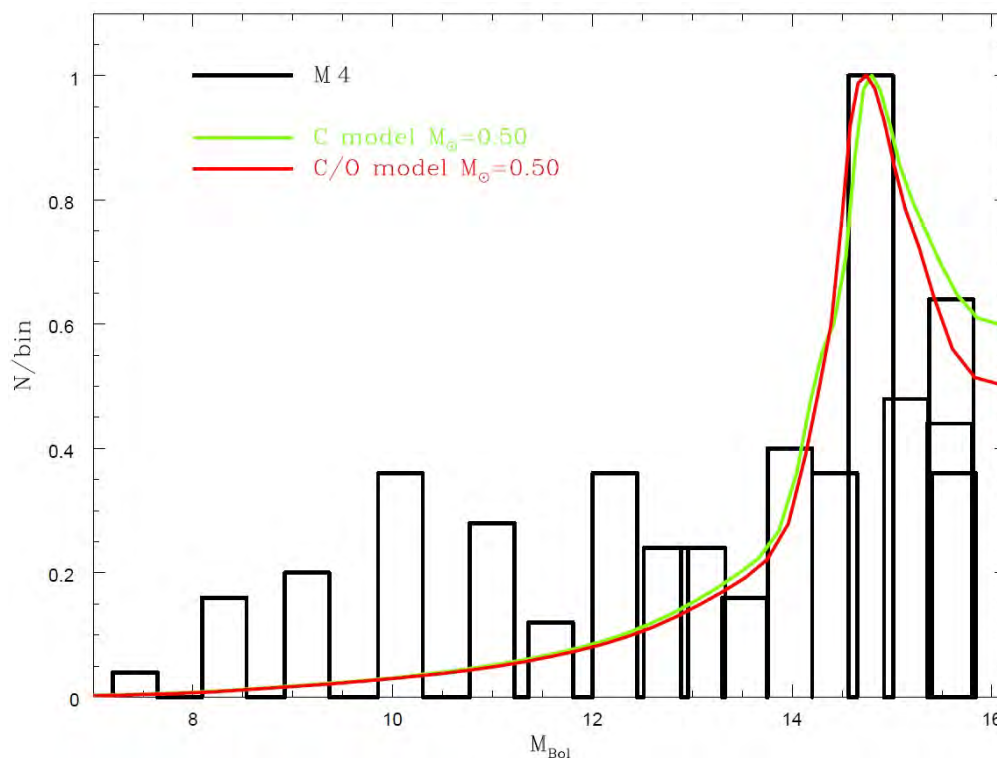


Figura 4.10: Mesmo que a figura 4.9 para dados de M 4.

## 4.2 A volta para o azul

Hansen (1998) e Saumon e Jacobson (1999) mostraram que as anãs brancas mais frias são muito mais “azuis” do que se esperava, e argumentaram que isso se devia à opacidade causada pela absorção induzida por colisão. Hansen (1998) argumentou que, de acordo com a asterossismologia, anãs brancas com atmosfera de H, têm camadas de H na superfície com massa de  $10^{-4}M_{\odot}$  como deduzido por Clemens (1993), e isso sugeriria que essas estrelas sobreviveriam como estrelas com atmosfera de H, apesar dos efeitos de mistura das zonas de convecção, ainda mais em anãs brancas cujas progenitoras eram estrelas com baixa metalicidade, como as estrelas do halo ou de aglomerados globulares. Entretanto, Hansen (1998) afirmou que somente quando fosse possível examinar as estrelas anãs brancas mais fracas dos aglomerados globulares é que seria possível testar empiricamente o efeito de idades avançadas e progenitores de baixa metalicidade.

Como mostramos na seção 4.1, quando ajustamos modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas de atmosfera de H, nenhum dos modelos prevê corretamente a volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas. Visando uma solução para esse problema, nosso colaborador Pierre Bergeron gerou modelos de sequência de esfriamento de anãs brancas com atmosferas formadas por uma mistura de H e He. Os ajustes desses modelos foram feitos

da mesma maneira que os ajustes dos modelos de atmosfera de H e He na seção 4.1, e estão mostrados nas figuras 4.11 e 4.12 para NGC 6397 e M 4, respectivamente.

Na sequência de esfriamento de anãs brancas do aglomerado NGC 6397 (figura 4.11) podemos notar que o modelo que corresponde a magnitude da volta para o azul é o modelo com  $\log(\text{He}/\text{H})=-1$ , enquanto para os dados de M 4 (figura 4.12) é o modelo com  $\log(\text{He}/\text{H})=0$ . Entretanto, como podemos ver nos ajustes de ambos os aglomerados, há a possibilidade de mais de um modelo de mistura se ajustar aos dados, ou seja, a mistura pode ocorrer em diferentes proporções para uma mesma sequência de esfriamento de anãs brancas.

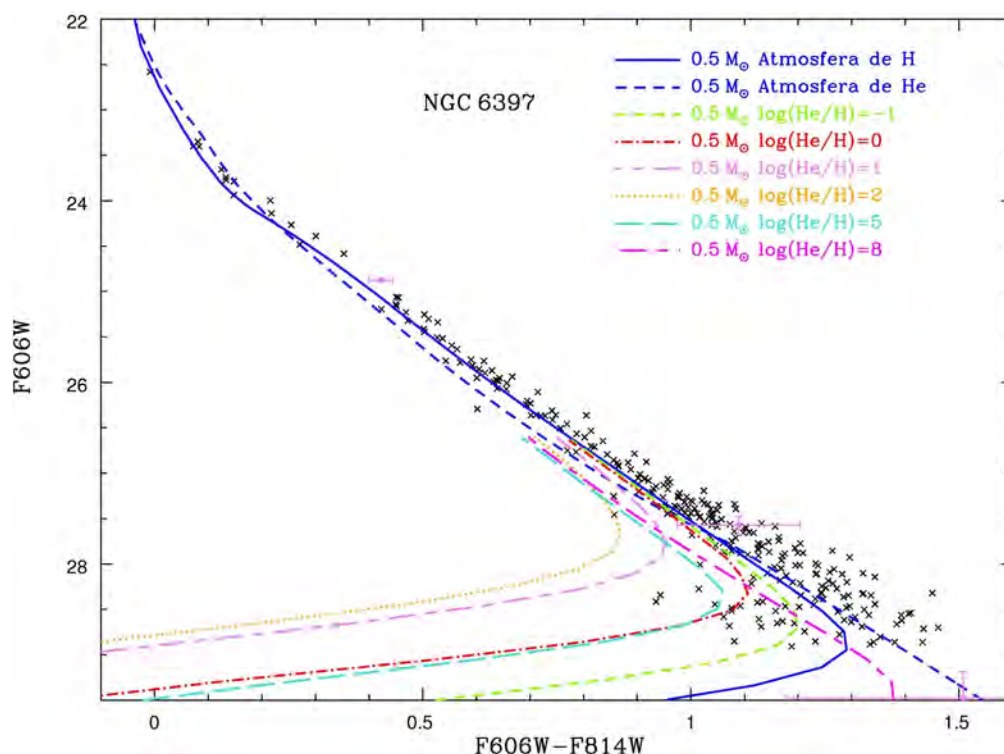


Figura 4.11: Sequência de esfriamento das anãs brancas de NGC 6397 com modelos de  $0.5M_{\odot}$  e atmosferas formadas por uma mistura de H e He, calculados por Pierre Bergeron para esse trabalho. As barras de incerteza medem  $1\sigma$  e a incerteza em cor é definida por  $\sigma_{F606W-F814W} = [(\sigma_{F606W})^2 + (\sigma_{F814W})^2]^{1/2}$ .

É possível formar anãs brancas com atmosfera de *He* de três maneiras:

- anãs brancas que foram DB toda a sua vida;
- estrelas do tipo DA se transformam em estrelas do tipo DB em algum lugar acima de  $\sim 15000 K$  através da diluição da atmosfera radiativa fina de H com o envelope convectivo da base de He;
- abaixo de  $\sim 12000 K$ , onde a parte inferior da camada convectiva de H mergulha na estrela, e eventualmente, mistura com o envelope de He. Se a camada de H é suficientemente fina, uma atmosfera dominada por He é produzida (Tremblay e Bergeron 2008).

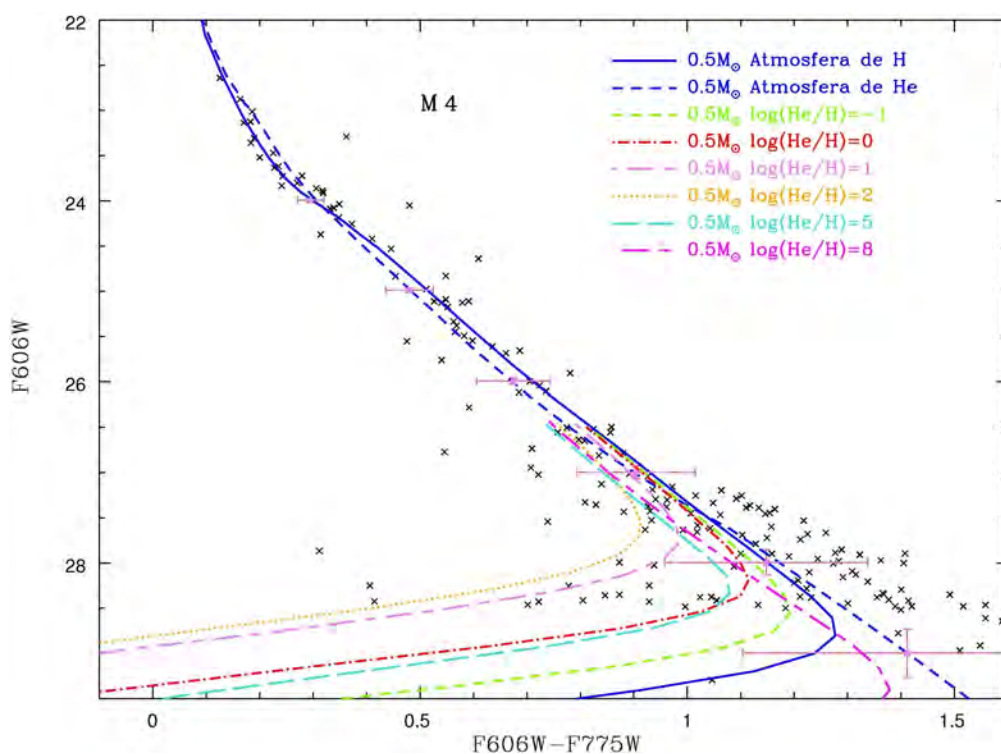


Figura 4.12: Mesmo que a figura 4.11 para M4. As barras de incerteza medem  $1\sigma$  e a incerteza em cor é definida por  $\sigma_{F606W-F814W} = [(\sigma_{F606W})^2 + (\sigma_{F814W})^2]^{1/2}$ .

O ponto mais profundo alcançado pela parte inferior da zona de convecção do H é alcançado levemente abaixo de  $5000K$ , aproximadamente  $10^{-6}M_{\star}$ , a convecção não pode cruzar o núcleo degenerado onde o transporte de calor é efetuado pelos elétrons degenerados, por condução, já que eles se movem relativisticamente. Se a mistura na atmosfera não ocorreu até então ela não ocorreria mais. Castanheira e Kepler (2008, 2009) e Romero et al. (2012) mostraram, através de estudos asterosismológicos com muito mais estrelas e mais detalhes do que Clemens (1993), a existência de anãs brancas com a espessura da camada de H entre  $10^{-9.5} \leq M_{\star} \leq 10^{-4}$ . Castanheira e Kepler (2009) argumentam que isso indica que anãs brancas com atmosfera de H, mesmo se suas massas estão perto do valor mais provável, podem ter se formado com massa de H várias ordens de magnitude menores do que o valor previsto pela teoria, isto é, é provável que a perda de massa durante a sua evolução foi, na verdade, mais eficiente do que a assumida pelos modelos evolucionários incluindo perdas de massa tipo Reimers (1977).

Mesmo com a mistura de H e He na atmosfera das anãs brancas, a hipótese da absorção induzida por colisão não estaria descartada, já que esse efeito pode acontecer em três diferentes “sabores” na atmosfera das anãs brancas: absorção por H molecular devido à colisões com outras moléculas de H, com H atômico ou com He. Para que a absorção induzida por colisão ocorra, é necessário que a pressão atmosférica seja muito alta, não importa sua composição. No caso das atmosferas dominadas por H, a absorção induzida por colisão ocorre em tempe-

raturas muito baixas, ou seja, luminosidades muito baixas e, nesse caso, a opacidade devido a absorção induzida por colisão devido à  $H_2 - H_2$  prevalece. Nas atmosferas dominadas por He, com traços de H, as atmosferas são muito mais transparentes, e conseqüentemente, essas altas pressões atmosféricas necessárias para que a absorção induzida por colisão devido à  $H_2 - He$  se torne importante são atingidas a temperaturas e luminosidades mais altas (Bergeron e Leggett 2002). Entretanto, os cálculos das opacidades devido à absorção induzida por colisão ainda são extremamente incertos, pois muitos detalhes ainda foram deixados de fora dos cálculos e muito trabalho nesta área ainda precisa ser feito (Borysow, Frommhold e Moraldi 1989a; Borysow e Frommhold 1989b; Borysow, Jorgensen e Zheng 1997; Borysow e Gråe Jørgensen 2000; Saumon et al. 2012).

Com essa análise propomos que, para prever corretamente a volta para o azul da sequência de esfriamento das anãs brancas, é necessário que a mistura de H e He na atmosfera seja levada em conta, além da absorção induzida por colisão. Ainda não é possível prever qual dos dois efeitos é dominante para que a volta ocorra, mas modelos com atmosferas formadas pela mistura de H e He são definitivamente necessários para que a volta ocorra em luminosidades compatíveis com os dados.

# Capítulo 5

## PERSPECTIVAS

---

---

O objetivo principal é estender esse tipo de análise que realizamos em Campos et al. (2013), determinação de  $R_V$  e estudo multicromáticos, para tantos aglomerados globulares quantos forem possíveis, com o objetivo maior de obter os parâmetros astrofísicos dos aglomerados globulares com incertezas realistas e, assim, poder aplicar o método de Bica et al. (2006) para determinar a distância ao centro da Galáxia através da distribuição dos aglomerados ao redor do centro de massa da Galáxia.

Pretendo aplicar a outros aglomerados globulares o método de determinação da razão da extinção total para seletiva desenvolvido por Ducati, Ribeiro e Rembold (2003) com estrelas pertencentes aos mesmos. O uso do valor médio da Galáxia é um fator grande de incerteza na determinação da distância dos aglomerados ao Sol, e conseqüentemente, a determinação da distância ao centro da Galáxia através dos aglomerados globulares fica prejudicada.

Para dar continuidade ao trabalho publicado em Campos et al. (2013), em 2011A, obtive dados fotométricos nas bandas BVR, com o telescópio SOAR para o aglomerado globular NGC 6544, classificado atualmente como o terceiro mais próximo ao Sol e pouco estudado devido à sua posição na direção do centro Galáctico ( $\ell = 5.8^\circ$   $b = -2.2^\circ$ ) e sua extinção frontal relativamente elevada  $E(B - V) = 0.73$  (Harris 1996). Esses dados já estão disponíveis e prontos para serem analisados. Além disso, obtive dados do arquivo público do WFPC2/HST e ACS/HST de NGC 6544, nas bandas  $F555W$ ,  $F439W$ ,  $F435W$ ,  $F625W$  e  $F658N$ . Aplicaremos a mesma análise de Campos et al. (2013) a esses dados.

Também obtive a concessão de tempo do telescópio SOAR em 2013A para a obtenção de espectros com sinal/ruído superior a 100 para estrelas um intervalo de magnitudes desde  $V = 15.39$  (RGB) até  $V = 18.6$  (MSTO), istoé, nove estrelas individuais de NGC 6366. Nosso intuito é realizar uma análise semelhante à de Alves-Brito et al. (2005); eles derivaram  $[\text{Fe}/\text{H}]$

para o aglomerado globular 47 Tuc através de espectroscopia de alta resolução de cinco gigantes ( $R \sim 45\,000$  para largura da fenda  $1''$ , e  $R \sim 55\,000$  largura de fenda de  $0.8''$ , com uma escala de pixel de  $0.0147 \text{ \AA}/\text{pixel}$ ), baseados nas linhas de FeI e FeII. Com esse estudo poderemos determinar a metalicidade desse aglomerado através da espectroscopia, possibilitando uma redução nos fatores de incerteza da obtenção de parâmetros através do ajuste de isócronas, pois teremos um parâmetro livre a menos a considerar no ajuste.

Também pretendo realizar o estudo da função de luminosidade, segregação de massa, função de massa inicial para NGC 6366 e NGC 6544.

Para dar continuação tanto à análise da cristalização quanto à volta para o azul das anãs brancas através do estudo de aglomerados globulares, pretendo ir ao *Space Telescope Science Institute*, visando aperfeiçoar os métodos de fotometria para a detecção de anãs brancas em imagens do telescópio espacial Hubble. No momento há imagens do aglomerado globular 47 Tuc, disponíveis no arquivo público, nas bandas *F110W*, *F160W*, *F390W*, *F606W* e *F814W* que alcançam a sequência de esfriamento das anãs brancas, e eu pretendo reduzi-las e, novamente aplicar o método desenvolvido em Campos et al. (2013) e Winget et al. (2009, 2010).

Além disso, também submeti uma proposta de observação para *Hubble Space Telescope*, propondo obter dados profundos do aglomerado NGC 6366, nas bandas *F606W* e *F814W*, visando obter uma determinação precisa dos parâmetros físicos desse aglomerado. O campo que propomos observar tem observações prévias de Sarajedini et al. (2007) e, com isso, podemos medir o movimento próprio das estrelas, bem como estudar a cinemática e a dinâmica das estrelas do aglomerado. Por fim queremos estudar a física da cristalização das anãs brancas, a volta para o azul, além de explorar a dependência da sequência de esfriamento das anãs brancas com a metalicidade das estrelas progenitoras.

## REFERÊNCIAS

---

---

- Abrikosov, A. A. *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki*, v. 39, p. 1798, 1960.
- Alcaino, G. et al. The CM diagram of the nearby globular cluster NGC 6397. *AJ*, v. 94, p. 917–947, out. 1987.
- Alcaino, G.; Liller, W. Ages of globular clusters derived from BVRI CCD photometry. In: Azzopardi, M.; Matteucci, F. (Ed.). *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*. [S.l.: s.n.], 1987. (European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, v. 27), p. 363–374.
- Alonso, A.; Arribas, S.; Martínez-Roger, C. The effective temperature scale of giant stars (F0-K5). II. Empirical calibration of  $T_{eff}$  versus colours and [Fe/H]. *A&AS*, v. 140, p. 261–277, dez. 1999.
- Alonso, A. et al. CCD photometry of the metal-rich halo cluster NGC 6366. *A&A*, v. 323, p. 374–381, jul. 1997.
- Alves-Brito, A. et al. VLT-UVES analysis of 5 giants in 47 Tucanae. *A&A*, v. 435, p. 657–667, maio 2005.
- Anderson, J. *PhD in Astrophysics*. Tese (Doutorado) — Univ. of California, 1997.
- Armandroff, T. E. The properties of the disk system of globular clusters. *AJ*, v. 97, p. 375–389, fev. 1989.
- Asplund, M. et al. The Chemical Composition of the Sun. *ARA&A*, v. 47, p. 481–522, set. 2009.
- Babusiaux, C.; Gilmore, G. The structure of the Galactic bar. *MNRAS*, v. 358, p. 1309–1319, abr. 2005.
- Baraffe, I. et al. Evolutionary models for metal-poor low-mass stars. Lower main sequence of globular clusters and halo field stars. *A&A*, v. 327, p. 1054–1069, nov. 1997.
- Barbuy, B.; Bica, E.; Ortolani, S. Globular clusters within 5(deg) of the galactic center. *A&A*, v. 333, p. 117–124, maio 1998.
- Bedin, L. R. et al.  $\omega$  Centauri: The Population Puzzle Goes Deeper. *ApJ*, v. 605, p. L125–L128, abr. 2004.
- Bedin, L. R. et al. The End of the White Dwarf Cooling Sequence in M4: An Efficient Approach. *ApJ*, v. 697, p. 965–979, jun. 2009.

- Bellini, A. et al. A Double White-Dwarf Cooling Sequence in  $\omega$  Centauri. maio 2013.
- Bergeron, P. Private communication. 2008.
- Bergeron, P.; Leggett, S. K. Model Atmosphere Analysis of Two Very Cool White Dwarfs. *ApJ*, v. 580, p. 1070–1076, dez. 2002.
- Bergeron, P.; Saumon, D.; Wesemael, F. New model atmospheres for very cool white dwarfs with mixed H/He and pure He compositions. *ApJ*, v. 443, p. 764–779, abr. 1995a.
- Bergeron, P.; Wesemael, F.; Beauchamp, A. Photometric Calibration of Hydrogen- and Helium-Rich White Dwarf Models. *PASP*, v. 107, p. 1047, nov. 1995b.
- Bessell, M. S.; Brett, J. M. JHKLM photometry - Standard systems, passbands, and intrinsic colors. *PASP*, v. 100, p. 1134–1151, set. 1988.
- Bica, E. et al. Globular cluster system and Milky Way properties revisited. *A&A*, v. 450, p. 105–115, abr. 2006.
- Böhm-Vitense, E. über die wasserstoffkonvektionszone in sternern verschiedener effektivtemperaturen und leuchtkräfte. mit 5 textabbildungen. *Zeitschrift für Astrophysik*, v. 46, p. 108, 1958.
- Bolte, M.; Hogan, C. J. Conflict over the age of the Universe. *Nature*, v. 376, p. 399–402, ago. 1995.
- Bonatto, C. et al. FSR1767 - a new globular cluster in the Galaxy. *MNRAS*, v. 381, p. L45–L49, out. 2007.
- Bonatto, C.; Campos, F.; Kepler, S. O. Mapping the differential reddening in globular clusters. *MNRAS*, 2013, aceito para publicação.
- Borsenberger, J. et al. DENIS, a European DEep Near Infrared Survey of the Southern Sky. In: Coudé du Foresto, V.; Rouan, D.; Rousset, G. (Ed.). *Visions for Infrared Astronomy, Instrumentation, Mesure, Métrologie*. [S.l.: s.n.], 2006. p. 135–138.
- Borysow, A. *Collision-induced Absorption in the infrared: A data base for modelling planetary and stellar atmospheres*. 2002. Disponível em: <<http://www.astro.ku.dk/aborysow/programs/>>.
- Borysow, A.; Frommhold, L. Collision-induced infrared spectra of H<sub>2</sub>-He pairs at temperatures from 18 to 7000 K. II - Overtone and hot bands. *ApJ*, v. 341, p. 549–555, jun. 1989b.
- Borysow, A.; Frommhold, L.; Moraldi, M. Collision-induced infrared spectra of H<sub>2</sub>-He pairs involving 0-1 vibrational transitions and temperatures from 18 to 7000 K. *ApJ*, v. 336, p. 495–503, jan. 1989a.
- Borysow, A.; Gråe Jørgensen, U. Collision Induced Absorption in M Dwarfs and Cool White Dwarfs. In: Griffith, C. A.; Marley, M. S. (Ed.). *From Giant Planets to Cool Stars*. [S.l.: s.n.], 2000. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 212), p. 173.
- Borysow, A.; Jørgensen, U. G.; Zheng, C. Model atmospheres of cool, low-metallicity stars: the importance of collision-induced absorption. *A&A*, v. 324, p. 185–195, ago. 1997.



- Bressan, A. et al. PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code. *MNRAS*, v. 427, p. 127–145, nov. 2012.
- Bressan, A. et al. Red Giant evolution and specific problems. In: *European Physical Journal Web of Conferences*. [S.l.: s.n.], 2013. (European Physical Journal Web of Conferences, v. 43), p. 3001.
- Caffau, E. et al. Solar Chemical Abundances Determined with a CO5BOLD 3D Model Atmosphere. *Sol. Phys.*, v. 268, p. 255–269, fev. 2011.
- Caldwell, J. A. R.; Coulson, I. M. Milky Way rotation and the distance to the galactic center from Cepheid variables. *AJ*, v. 93, p. 1090–1105, maio 1987.
- Campos, F. et al. Multichromatic colour-magnitude diagrams of the globular cluster ngc 6366. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 433, p. 243–250, Jun 2013.
- Cannon, R. D. Photometry of southern globular clusters. III. Bright stars in 47 Tucanae, NGC 6397 and NGC 288. *MNRAS*, v. 167, p. 551, jun. 1974.
- Cardelli, J. A.; Clayton, G. C.; Mathis, J. S. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *ApJ*, v. 345, p. 245–256, out. 1989.
- Carney, B. W. The Constancy of  $[\alpha/\text{Fe}]$  in Globular Clusters of Differing  $[\text{Fe}/\text{H}]$  and Age. *PASP*, v. 108, p. 900, out. 1996.
- Carney, B. W.; Storm, J.; Jones, R. V. The Baade-Wesselink method and the distances to RR Lyrae Stars. VIII - Comparisons with other techniques and implications for globular cluster distances and ages. *ApJ*, v. 386, p. 663–684, fev. 1992.
- Carretta, E. et al. Intrinsic iron spread and a new metallicity scale for globular clusters. *A&A*, v. 508, p. 695–706, dez. 2009.
- Carretta, E. et al. Properties of stellar generations in globular clusters and relations with global parameters. *A&A*, v. 516, p. A55, jun. 2010.
- Cassisi, S. et al. Color Transformations and Bolometric Corrections for Galactic Halo Stars:  $\alpha$ -Enhanced versus Scaled-Solar Results. *ApJ*, v. 616, p. 498–505, nov. 2004.
- Castanheira, B. G.; Kepler, S. O. Seismology of ZZ Ceti stars. *Communications in Asteroseismology*, v. 157, p. 294–295, dez. 2008.
- Castanheira, B. G.; Kepler, S. O. Seismological studies of ZZ Ceti stars. *Journal of Physics Conference Series*, v. 172, n. 1, p. 012068, jun. 2009.
- Clayton, G. C.; Cardelli, J. A. Polarization and the ratio of total-to-selective extinction. *AJ*, v. 96, p. 695–700, ago. 1988.
- Clemens, J. C. The pulsation properties of the DA white dwarf variables. *Baltic Astronomy*, v. 2, p. 407, jan. 1993.
- Cordier, D. et al. A Large Stellar Evolution Database for Population Synthesis Studies. III. Inclusion of the Full Asymptotic Giant Branch Phase and Web Tools for Stellar Population Analyses. *AJ*, v. 133, p. 468–478, fev. 2007.

- Cudworth, K. M.; Rees, R. Astrometry and photometry in the globular cluster M4. *AJ*, v. 99, p. 1491–1500, maio 1990.
- Da Costa, G. S.; Armandroff, T. E. Abundances and Kinematics of the Globular Cluster Systems of the Galaxy and of the Sagittarius Dwarf. *AJ*, v. 109, p. 2533, jun. 1995.
- Da Costa, G. S.; Seitzer, P. NGC 6366 - The most metal-rich halo globular cluster? *AJ*, v. 97, p. 405–413, fev. 1989.
- D'Antona, F. et al. A Helium Spread among the Main-Sequence Stars in NGC 2808. *ApJ*, v. 631, p. 868–878, out. 2005.
- D'Antona, F. et al. The influence of the C+N+O abundances on the determination of the relative ages of globular clusters: the case of NGC1851 and NGC6121 (M4). *MNRAS*, v. 399, p. L151–L155, out. 2009.
- Davis, D. S. et al. The Binary Fraction of NGC 6397. In: Vesperini, E.; Giersz, M.; Sills, A. (Ed.). *IAU Symposium*. [S.l.: s.n.], 2008. (IAU Symposium, v. 246), p. 263–264.
- DeWitt, H. Private communication. 2010.
- Dixon, R. I.; Longmore, A. J. Fundamental Parameters for m4 the Nearest Globular Cluster. *MNRAS*, v. 265, p. 395, nov. 1993.
- Dotter, A. et al. Stellar Population Models and Individual Element Abundances. I. Sensitivity of Stellar Evolution Models. *ApJ*, v. 666, p. 403–412, set. 2007b.
- Dotter, A. et al. The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. II. Stellar Evolution Tracks, Isochrones, Luminosity Functions, and Synthetic Horizontal-Branch Models. *AJ*, v. 134, p. 376–390, jul. 2007a.
- Dotter, A. et al. The Dartmouth Stellar Evolution Database. *ApJS*, v. 178, p. 89–101, set. 2008.
- Ducati, J. R.; Ribeiro, D.; Rembold, S. B. A Method for Simultaneous Determination of  $A_V$  and R and Applications. *ApJ*, v. 588, p. 344–352, maio 2003.
- Eisenhauer, F. et al. SINFONI in the Galactic Center: Young Stars and Infrared Flares in the Central Light-Month. *ApJ*, v. 628, p. 246–259, jul. 2005.
- Eisenhauer, F. et al. A Geometric Determination of the Distance to the Galactic Center. *ApJ*, v. 597, p. L121–L124, nov. 2003.
- Fernley, J. A. et al. The absolute magnitude of RR Lyraes and the distance to the Galactic Centre. *MNRAS*, v. 226, p. 927–942, jun. 1987.
- Field, G. B.; Somerville, W. B.; Dressler, K. Hydrogen Molecules in Astronomy. *ARA&A*, v. 4, p. 207, 1966.
- Fitzpatrick, E. L.; Massa, D. An Analysis of the Shapes of Interstellar Extinction Curves. V. The IR-through-UV Curve Morphology. *ApJ*, v. 663, p. 320–341, jul. 2007.
- Fontaine, G.; Brassard, P.; Bergeron, P. The Potential of White Dwarf Cosmochronology. *PASP*, v. 113, p. 409–435, abr. 2001.

- Frommhold, L. Collision-induced spectroscopy. In: *Encyclopedia of Physical Science and Technology*. [S.l.]: Academic Press, 2001. v. 3, p. 269–287.
- Ghez, A. M. et al. Probing the properties of the Milky Way's central supermassive black hole with stellar orbits. In: Jin, W. J.; Platais, I.; Perryman, M. A. C. (Ed.). *IAU Symposium*. [S.l.: s.n.], 2008. (IAU Symposium, v. 248), p. 52–58.
- Gillessen, S. et al. The Orbit of the Star S2 Around SGR A\* from Very Large Telescope and Keck Data. *ApJ*, v. 707, p. L114–L117, dez. 2009.
- Girardi, L. et al. Evolutionary tracks and isochrones for low- and intermediate-mass stars: From 0.15 to 7  $M_{sun}$ , and from  $Z=0.0004$  to 0.03. *A&AS*, v. 141, p. 371–383, fev. 2000.
- Girardi, L. et al. Revised Bolometric Corrections and Interstellar Extinction Coefficients for the ACS and WFPC2 Photometric Systems. *PASP*, v. 120, p. 583–591, maio 2008.
- Gratton, R.; Sneden, C.; Carretta, E. Abundance Variations Within Globular Clusters. *ARA&A*, v. 42, p. 385–440, set. 2004.
- Gratton, R. G. et al. The O-Na and Mg-Al anticorrelations in turn-off and early subgiants in globular clusters. *A&A*, v. 369, p. 87–98, abr. 2001.
- Gratton, R. G.; Carretta, E.; Bragaglia, A. Multiple populations in globular clusters. Lessons learned from the Milky Way globular clusters. *A&A Rev.*, v. 20, p. 50, fev. 2012.
- Grevesse, N.; Sauval, A. J. Standard Solar Composition. *Space Sci. Rev.*, v. 85, p. 161–174, maio 1998.
- Groenewegen, M. A. T.; Blommaert, J. A. D. L. Mira variables in the OGLE bulge fields. *A&A*, v. 443, p. 143–156, nov. 2005.
- Grundahl, F. et al. Hot Horizontal-Branch Stars: The Ubiquitous Nature of the “Jump” in Strömgren u, Low Gravities, and the Role of Radiative Levitation of Metals. *ApJ*, v. 524, p. 242–261, out. 1999.
- Hansen, B. M. S. Old and blue white-dwarf stars as a detectable source of microlensing events. *Nature*, v. 394, p. 860–862, ago. 1998.
- Hansen, B. M. S. et al. The White Dwarf Cooling Sequence of NGC 6397. *ApJ*, v. 671, p. 380–401, dez. 2007.
- Hansen, B. M. S. et al. Hubble Space Telescope Observations of the White Dwarf Cooling Sequence of M4. *ApJS*, v. 155, p. 551–576, dez. 2004.
- Harris, H. C. The globular cluster NGC 6366 - Its blue stragglers and variable stars. *AJ*, v. 106, p. 604–612, ago. 1993.
- Harris, W. E. A Catalog of Parameters for Globular Clusters in the Milky Way. *AJ*, v. 112, p. 1487, out. 1996.
- Hendricks, B. et al. A New Reddening Law for M4. *AJ*, v. 144, p. 25, jul. 2012.
- Herzberg, G. Spectroscopic evidence of molecular hydrogen in the atmospheres of Uranus and Neptune. *ApJ*, v. 115, p. 337–340, maio 1952.

- Horowitz, C. J.; Berry, D. K.; Brown, E. F. Phase separation in the crust of accreting neutron stars. *Phys. Rev. E*, v. 75, n. 6, p. 066101, jun. 2007.
- Horowitz, C. J.; Schneider, A. S.; Berry, D. K. Crystallization of Carbon-Oxygen Mixtures in White Dwarf Stars. *Physical Review Letters*, v. 104, n. 23, p. 231101, jun. 2010.
- Hurley, J. R.; Aarseth, S. J.; Shara, M. M. The Core Binary Fractions of Star Clusters from Realistic Simulations. *ApJ*, v. 665, p. 707–718, ago. 2007.
- Ivans, I. I. et al. Star-to-Star Abundance Variations among Bright Giants in the Mildly Metal-poor Globular Cluster M4. *AJ*, v. 118, p. 1273–1300, set. 1999.
- Ivans, I. I. et al. Getting the Red Out: A Stellar Approach to Determining Spatial Variations of Interstellar Dust. In: Cantó, J.; Rodríguez, L. F. (Ed.). *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*. [S.l.: s.n.], 2001. (Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, vol. 27, v. 10), p. 217–220.
- Janssen, J. *Compt.Rend. Acad. Sci. Paris*, v. 101, p. 649, 1885.
- Jofré, P.; Weiss, A. The age of the Milky Way halo stars from the Sloan Digital Sky Survey. *A&A*, v. 533, p. A59, set. 2011.
- Johnson, H. R.; Mould, J. R.; Bernat, A. P. TiO band strengths in metal-rich globular clusters. III - Model atmosphere calibration. *ApJ*, v. 258, p. 161–164, jul. 1982.
- Kalirai, J. S. et al. The Space Motion of the Globular Cluster NGC 6397. *ApJ*, v. 657, p. L93–L96, mar. 2007.
- Kalirai, J. S. et al. A Deep, Wide-field, and Panchromatic View of 47 Tuc and the SMC with HST: Observations and Data Analysis Methods. *AJ*, v. 143, p. 11, jan. 2012.
- Kalirai, J. S. et al. The Masses of Population II White Dwarfs. *ApJ*, v. 705, p. 408–425, nov. 2009.
- Kaluzny, J. CCD photometry of variable stars in the field of the globular cluster NGC6397. *A&AS*, v. 122, p. 1–7, 1997.
- Kepler, S. O.; Saraiva, M. F. O. *Astronomia e Astrofísica*. 2013. Disponível em: <<http://astro.if.ufrgs.br>>.
- Kinman, T. D. Globular clusters, II. The spectral types of individual stars and of the integrated light. *MNRAS*, v. 119, p. 538, 1959.
- Kirzhnits, D. A. *Soviet Physics - Journal of Experimental and Theoretical Physics*, v. 11, p. 365, 1960.
- Korn, A. J. et al. Atomic Diffusion and Mixing in Old Stars. I. Very Large Telescope FLAMES-UVES Observations of Stars in NGC 6397. *ApJ*, v. 671, p. 402–419, dez. 2007.
- Kraft, R. P.; Schmidt, M. Galactic Structure and Galactic Rotation from Cepheids. *ApJ*, v. 137, p. 249, jan. 1963.

- Lagadec, E. et al. Dust mass-loss rates from asymptotic giant branch stars in the Fornax and Sagittarius dwarf spheroidal galaxies. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Oxford University Press, v. 383, n. 1, p. 399–410, Jan 2008. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12561.x>>.
- Lodders, K.; Palme, H.; Gail, H.-P. Abundances of the Elements in the Solar System. *Landolt Börnstein*, p. 44, 2009.
- Maciel, W. J. Space distribution and metallicities of globular clusters: the distance to the galactic centre. *Astrophysics and Space Science*, Springer-Verlag, v. 206, n. 2, p. 285–300, 1993. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/BF00658152>>.
- Majaess, D. Concerning the Distance to the Center of the Milky Way and Its Structure. *Acta Astronomica*, v. 60, p. 55–74, mar. 2010.
- Malkin, Z. M. Analysis of determinations of the distance between the sun and the galactic center. *Astronomy Reports*, v. 57, p. 128–133, fev. 2013.
- Marigo, P. et al. Evolution of asymptotic giant branch stars. II. Optical to far-infrared isochrones with improved TP-AGB models. *A&A*, v. 482, p. 883–905, maio 2008.
- Marín-Franch, A. et al. The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. VII. Relative Ages. *ApJ*, v. 694, p. 1498–1516, abr. 2009.
- Marino, A. F. et al. The C+N+O Abundance of  $\omega$  Centauri Giant Stars: Implications for the Chemical-enrichment Scenario and the Relative Ages of Different Stellar Populations. *ApJ*, v. 746, p. 14, fev. 2012.
- Marino, A. F. et al. The two metallicity groups of the globular cluster M 22: a chemical perspective. *A&A*, v. 532, p. A8, ago. 2011.
- Marino, A. F. et al. Spectroscopic and photometric evidence of two stellar populations in the Galactic globular cluster NGC 6121 (M 4). *A&A*, v. 490, p. 625–640, nov. 2008.
- Mathis, J. S. Interstellar dust and extinction. *ARA&A*, v. 28, p. 37–70, 1990.
- Matsunaga, N. et al. Cepheids and other short-period variables near the Galactic Centre. *MNRAS*, v. 429, p. 385–397, fev. 2013.
- Medin, Z.; Cumming, A. Crystallization of classical multicomponent plasmas. *Phys. Rev. E*, v. 81, n. 3, p. 036107, mar. 2010.
- Merritt, D.; Milosavljević, M. Massive Black Hole Binary Evolution. *Living Reviews in Relativity*, v. 8, p. 8, nov. 2005.
- Metcalfe, T. S.; Salaris, M.; Winget, D. E. Measuring  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  from White Dwarf Asteroseismology. *ApJ*, v. 573, p. 803–811, jul. 2002.
- Milone, A. P. et al. The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. III. The Double Subgiant Branch of NGC 1851. *ApJ*, v. 673, p. 241–250, jan. 2008.
- Milone, A. P. et al. A Double Main Sequence in the Globular Cluster NGC 6397. *ApJ*, v. 745, p. 27, jan. 2012.

- Milone, A. P. et al. Multiple Stellar Populations in 47 Tucanae. *ApJ*, v. 744, p. 58, jan. 2012a.
- Milone, A. P. et al. Multiple Stellar Populations in the Galactic Globular Cluster NGC 6752. *ApJ*, v. 709, p. 1183–1194, fev. 2010.
- MOEHLER, S.; BONO, G. White dwarfs in globular clusters. jun. 2008.
- Moehler, S. et al. Spectral types and masses of white dwarfs in globular clusters. *A&A*, v. 420, p. 515–525, jun. 2004.
- Monelli, M. et al. The SUMO project I. A survey of multiple populations in globular clusters. *MNRAS*, v. 431, p. 2126–2149, maio 2013.
- Mould, J.; Liebert, J. Infrared photometry and the atmospheric composition of cool white dwarfs. *ApJ*, v. 226, p. L29–L33, nov. 1978.
- Mucciarelli, A. et al. Lithium abundance in the globular cluster M4: from the turn-off to the red giant branch bump. *MNRAS*, v. 412, p. 81–94, mar. 2011.
- Nishiyama, S. et al. The Distance to the Galactic Center Derived from Infrared Photometry of Bulge Red Clump Stars. *ApJ*, v. 647, p. 1093–1098, ago. 2006.
- Ogata, S. et al. Equations of state and phase diagrams for dense multi-ionic mixture plasmas. *Phys. Rev. E*, v. 48, p. 1344–1358, ago. 1993.
- Ortolani, S.; Rosino, L. White dwarfs in Omega Centauri? *A&A*, v. 185, p. 102–106, out. 1987.
- Paczynski, B.; Stanek, K. Z. Galactocentric Distance with the Optical Gravitational Lensing Experiment and HIPPARCOS Red Clump Stars. *ApJ*, v. 494, p. L219, fev. 1998.
- Paust, N. E. Q. et al. The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. VI. NGC 6366: A Heavily Stripped Galactic Globular Cluster. *AJ*, v. 137, p. 246–256, jan. 2009.
- Pietrinferni, A. et al. A Large Stellar Evolution Database for Population Synthesis Studies. I. Scaled Solar Models and Isochrones. *ApJ*, v. 612, p. 168–190, set. 2004.
- Pietrinferni, A. et al. A Large Stellar Evolution Database for Population Synthesis Studies. II. Stellar Models and Isochrones for an  $\alpha$ -enhanced Metal Distribution. *ApJ*, v. 642, p. 797–812, maio 2006.
- Pietrinferni, A. et al. A Large Stellar Evolution Database for Population Synthesis Studies. V. Stellar Models and Isochrones with CNONa Abundance Anticorrelations. *ApJ*, v. 697, p. 275–282, maio 2009.
- Pike, C. D. The metal-rich globular cluster NGC 6366. *MNRAS*, v. 177, p. 257–264, nov. 1976.
- Piotto, G. et al. A Triple Main Sequence in the Globular Cluster NGC 2808. *ApJ*, v. 661, p. L53–L56, maio 2007.
- Piotto, G. et al. HST color-magnitude diagrams of 74 galactic globular clusters in the HST F439W and F555W bands. *A&A*, v. 391, p. 945–965, set. 2002.
- Piotto, G. et al. Hubble Space Telescope Reveals Multiple Sub-giant Branch in Eight Globular Clusters. *ApJ*, v. 760, p. 39, nov. 2012.

- Potekhin, A. Y.; Chabrier, G. Equation of state of fully ionized electron-ion plasmas. II. Extension to relativistic densities and to the solid phase. *Phys. Rev. E*, v. 62, p. 8554–8563, dez. 2000.
- Ramírez, S. V.; Cohen, J. G. Abundances in Stars from the Red Giant Branch Tip to Near the Main-Sequence Turnoff in M71. III. Abundance Ratios. *AJ*, v. 123, p. 3277–3297, jun. 2002.
- Reid, M. J. et al. A Trigonometric Parallax of Sgr B2. *ApJ*, v. 705, p. 1548–1553, nov. 2009.
- Reid, M. J. et al. The distance to the center of the Galaxy - H<sub>2</sub>O maser proper motions in Sagittarius B2(N). *ApJ*, v. 330, p. 809–816, jul. 1988.
- Reimers, D. On the absolute scale of mass-loss in red giants. I - Circumstellar absorption lines in the spectrum of the visual companion of Alpha-1 HER. *A&A*, v. 61, p. 217–224, out. 1977.
- Renzini, A. et al. The White Dwarf Distance to the Globular Cluster NGC 6752 (and Its Age) with the Hubble Space Telescope. *ApJ*, v. 465, p. L23, jul. 1996.
- Renzini, A.; Fusi Pecci, F. Tests of evolutionary sequences using color-magnitude diagrams of globular clusters. *ARA&A*, v. 26, p. 199–244, 1988.
- Richer, H. B. et al. Probing the Faintest Stars in a Globular Star Cluster. *Science*, v. 313, p. 936–940, ago. 2006.
- Richer, H. B. et al. Deep Advanced Camera for Surveys Imaging in the Globular Cluster NGC 6397: the Cluster Color-Magnitude Diagram and Luminosity Function. *AJ*, v. 135, p. 2141–2154, jun. 2008.
- Richer, H. B.; Fahlman, G. G. Deep CCD photometry in globular clusters. I - The main sequence of M4. *ApJ*, v. 277, p. 227–234, fev. 1984.
- Richer, H. B.; Fahlman, G. G. Deep CCD photometry in globular clusters. VI - White dwarfs, cataclysmic variables, and binary stars in M71. *ApJ*, v. 325, p. 218–224, fev. 1988.
- Richer, H. B. et al. Hubble Space Telescope Observations of White Dwarfs in the Globular Cluster M4. *ApJ*, v. 451, p. L17, set. 1995.
- Romero, A. D. et al. Toward ensemble asteroseismology of ZZ Ceti stars with fully evolutionary models. *MNRAS*, v. 420, p. 1462–1480, fev. 2012.
- Rosenberg, A. et al. Photometric catalog of nearby globular clusters. II. A large homogeneous (V,I) color-magnitude diagram data-base. *A&AS*, v. 145, p. 451–465, set. 2000.
- Rosenberg, A. et al. Galactic Globular Cluster Relative Ages. *AJ*, v. 118, p. 2306–2320, nov. 1999.
- Salaris, M.; Weiss, A. Homogeneous age dating of 55 Galactic globular clusters. Clues to the Galaxy formation mechanisms. *A&A*, v. 388, p. 492–503, jun. 2002.
- Salpeter, E. E. Energy and Pressure of a Zero-Temperature Plasma. *ApJ*, v. 134, p. 669, nov. 1961.
- Sarajedini, A. et al. The ACS Survey of Galactic Globular Clusters. I. Overview and Clusters without Previous Hubble Space Telescope Photometry. *AJ*, v. 133, p. 1658–1672, abr. 2007.

- Saumon, D.; Jacobson, S. B. Pure Hydrogen Model Atmospheres for Very Cool White Dwarfs. *ApJ*, v. 511, p. L107–L110, fev. 1999.
- Saumon, D. et al. New H<sub>2</sub> Collision-induced Absorption and NH<sub>3</sub> Opacity and the Spectra of the Coolest Brown Dwarfs. *ApJ*, v. 750, p. 74, maio 2012.
- Schiavon, R. P. et al. Ultraviolet Properties of Galactic Globular Clusters with GALEX. I. The Color-Magnitude Diagrams. *AJ*, v. 143, p. 121, maio 2012.
- Schneider, A. S. et al. Direct molecular dynamics simulation of liquid-solid phase equilibria for two-component plasmas. *Phys. Rev. E*, v. 85, n. 6, p. 066405, jun. 2012.
- Segretain, L. Three-body crystallization diagrams and the cooling of white dwarfs. *A&A*, v. 310, p. 485–488, jun. 1996.
- Segretain, L.; Chabrier, G. Crystallization of binary ionic mixtures in dense stellar plasmas. *A&A*, v. 271, p. L13, abr. 1993.
- Shapley, H.; Sawyer, H. B. Period and light curve of h.v. *Harvard College Observatory Bulletin*, v. 849, p. 11–14, ago. 1927.
- Skillen, I. et al. The Absolute Magnitudes of RR-Lyrae Stars - Part Five - Wy-Antliae W-Crateris Rv-Octantis Bb-Puppis. *MNRAS*, v. 265, p. 301, nov. 1993.
- Slattery, W. L.; Doolen, G. D.; Dewitt, H. E. N-dependence in the classical one-component plasma Monte Carlo calculations. *Phys. Rev. A*, v. 26, p. 2255–2258, out. 1982.
- Stetson, P. B. DAOPHOT - A computer program for crowded-field stellar photometry. *PASP*, v. 99, p. 191–222, mar. 1987.
- Stetson, P. B. Homogeneous Photometry for Star Clusters and Resolved Galaxies. II. Photometric Standard Stars. *PASP*, v. 112, p. 925–931, jul. 2000.
- Stetson, P. B. *User's manual for DAOPHOT II*. [S.l.], jun. 2000. Disponível em: <<http://www.astro.wisc.edu/sirtf/daophot2.pdf>>.
- Stetson, P. B.; Catelan, M.; Smith, H. A. Homogeneous Photometry. V. The Globular Cluster NGC 4147. *PASP*, v. 117, p. 1325–1361, dez. 2005.
- Stishov, S. M. Does the phase transition exist in the one-component plasma model? *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, v. 67, p. 90–94, jan. 1998.
- Stringfellow, G. S.; Dewitt, H. E.; Slattery, W. L. Equation of state of the one-component plasma derived from precision Monte Carlo calculations. *Phys. Rev. A*, v. 41, p. 1105–1111, jan. 1990.
- Trafton, L. M. The Thermal Opacity in the Major Planets. *ApJ*, v. 140, p. 1340, out. 1964.
- Tremblay, P.-E.; Bergeron, P. The Ratio of Helium- to Hydrogen-Atmosphere White Dwarfs: Direct Evidence for Convective Mixing. *ApJ*, v. 672, p. 1144–1152, jan. 2008.
- Tremblay, P.-E.; Bergeron, P. Spectroscopic Analysis of DA White Dwarfs: Stark Broadening of Hydrogen Lines Including Nonideal Effects. *ApJ*, v. 696, p. 1755–1770, maio 2009.



- Tremblay, P.-E.; Bergeron, P.; Gianninas, A. An Improved Spectroscopic Analysis of DA White Dwarfs from the Sloan Digital Sky Survey Data Release 4. *ApJ*, v. 730, p. 128, abr. 2011.
- Trippe, S. et al. Kinematics of the old stellar population at the Galactic centre. *A&A*, v. 492, p. 419–439, dez. 2008.
- Trumpler, R. J. Absorption of Light in the Galactic System. *PASP*, v. 42, p. 214, ago. 1930.
- Udalski, A. The Optical Gravitational Lensing Experiment. The Distance Scale: Galactic Bulge - LMC - SMC. *Acta Astronomica*, v. 48, p. 113, abr. 1998.
- van Horn, H. M. Crystallization of White Dwarfs. *ApJ*, v. 151, p. 227, jan. 1968.
- VandenBerg, D. A.; Bell, R. A. Theoretical isochrones for globular clusters with predicted BVRI and Stromgren photometry. *ApJS*, v. 58, p. 561–621, ago. 1985.
- VandenBerg, D. A.; Bergbusch, P. A.; Dowler, P. D. The Victoria-Regina Stellar Models: Evolutionary Tracks and Isochrones for a Wide Range in Mass and Metallicity that Allow for Empirically Constrained Amounts of Convective Core Overshooting. *ApJS*, v. 162, p. 375–387, fev. 2006.
- VandenBerg, D. A.; Clem, J. L. Empirically Constrained Color-Temperature Relations. I. BV(RI)<sub>C</sub>. *AJ*, v. 126, p. 778–802, ago. 2003.
- Vanhollebeke, E.; Groenewegen, M. A. T.; Girardi, L. Stellar populations in the Galactic bulge. Modelling the Galactic bulge with TRILEGAL. *A&A*, v. 498, p. 95–107, abr. 2009.
- Wegner, W. Extinction law survey based on near IR photometry of OB stars. *Acta Astronomica*, v. 43, p. 209–234, jul. 1993.
- Whitelock, P. The Bar-Like Bulge of our Galaxy. In: Warner, B. (Ed.). *Variable Stars and Galaxies, in honor of M. W. Feast on his retirement*. [S.l.: s.n.], 1992. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 30), p. 11.
- Winget, D. E. et al. The Physics of Crystallization From Globular Cluster White Dwarf Stars in NGC 6397. *ApJ*, v. 693, p. L6–L10, mar. 2009.
- Winget, D. E. et al. White Dwarfs in NGC6397 and M4: Constraints on the Physics of Crystallization. In: Werner, K.; Rauch, T. (Ed.). *American Institute of Physics Conference Series*. [S.l.: s.n.], 2010. (American Institute of Physics Conference Series, v. 1273), p. 146–151.
- Wood, M. A. Theoretical White Dwarf Luminosity Functions: DA Models. In: Koester, D.; Werner, K. (Ed.). *White Dwarfs*. [S.l.: s.n.], 1995. (Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, v. 443), p. 41.
- Yi, S. K.; Demarque, P.; Kim, Y.-C. The  $Y^2$  Isochrones. *Ap&SS*, v. 291, p. 261–262, jun. 2004.
- Yi, S. K.; Kim, Y.-C.; Demarque, P. The  $Y^2$  Stellar Evolutionary Tracks. *ApJS*, v. 144, p. 259–261, fev. 2003.
- Yong, D.; Grundahl, F. An Abundance Analysis of Bright Giants in the Globular Cluster NGC 1851. *ApJ*, v. 672, p. L29–L32, jan. 2008.

---

Zinn, R. The globular cluster system of the galaxy. IV - The halo and disk subsystems. *ApJ*, v. 293, p. 424–444, jun. 1985.

# Apendice A

## FOTOMETRIA POR AJUSTE DE FUNÇÃO DE ESPALHAMENTO PUNTUAL (PSF)

---

---

O primeiro passo consiste no pré-processamento dos dados para que se possa passar da imagem bruta (*raw*) para uma imagem onde todos os pixels tenham uma intensidade proporcional ao número de fótons incidente. De acordo com Kepler e Saraiva (2013), os passos para realizar o pré-processamento dos dados são, basicamente:

- subtração da sobre-leitura (*overscan*),
- subtração do viés eletrônico (*bias*),
- correção por variações de sensibilidade (*flat fielding*),
- correção por corrente de escuro (*dark*).

Após esses passos podemos passar para a fotometria dos dados.

Listaremos aqui como realizar a fotometria de um aglomerado globular através do ajuste de função de espalhamento puntual (PSF), utilizando o software DAOPHOT (Stetson, 1987).

A versão original do DAOPHOT de Peter Stetson é composta de um conjunto de códigos *FORTRAN*, obtidos através do envio de um email para [peter.stetson@nrc-cnrc.gc.ca](mailto:peter.stetson@nrc-cnrc.gc.ca), e primeiramente, é necessário que se definam alguns parâmetros, que serão utilizados na detecção e medida da magnitude das estrelas do aglomerado e são inseridos em três tabelas de parâmetros: *daophot.opt*, *phot.opt* e *allstar.opt*. Esses arquivos devem ser criados em cada diretório em

que hajam imagens que se queira realizar a fotometria. O programa pode rodar sem que esses arquivos estejam presentes, mas será necessário definir manualmente cada um dos parâmetros.

O arquivo *daophot.opt* lista os parâmetros que o DAOPHOT precisa para rodar e deve ter o seguinte formato:

READ NOISE (ADU; 1 frame) = 4.40  
GAIN (e-/ADU; 1 frame) = 2.00  
LOW GOOD DATUM (in sigmas) = 3.00  
HIGH GOOD DATUM (in ADU) = 57000  
FWHM OF OBJECT = 7.30  
THRESHOLD (in sigmas) = 2.50  
LS (LOW SHARPNESS CUTOFF) = 0.20  
HS (HIGH SHARPNESS CUTOFF) = 1.40  
LR (LOW ROUNDNESS CUTOFF) = -1.00  
HR (HIGH ROUNDNESS CUTOFF) = 1.00  
WATCH PROGRESS = 1.00  
FITTING RADIUS = 12.00  
PSF RADIUS = 24.00  
VARIABLE PSF = 0.00  
SKY ESTIMATOR = 0.00  
ANALYTIC MODEL PSF = 4.00  
EXTRA PSF CLEANING PASSES = 5.00  
USE SATURATED PSF STARS = 1.00  
PERCENT ERROR (in%) = 5.00  
PROFILE ERROR (in %) = 5.00

Os parâmetros mínimos necessários são o ruído de leitura (*READNOISE*) e o ganho (*GAIN*) do detector, informação que deve estar no header da imagem, a largura a meia altura das fontes da imagem (*FWHM - full width half maximum*) e o valor máximo, em contagens, que um pixel pode ter na imagem (*HIGH GOOD DATUM*), geralmente é menor do que o valor de saturação do CCD, para levar em conta a perda de linearidade em altas contagens.

O parâmetro *FITTING RADIUS* (raio de ajuste) é auto explicativo, ele define a área circular dentro da qual os pixels serão usados para realizar o ajuste do perfil da função de espalhamento puntual. Já o *PSF RADIUS* (raio da PSF) define o raio, em pixels, do círculo no qual a função de espalhamento puntual será definida. Ele deve ser maior do que o raio da estrela mais brilhante que se quer obter a fotometria. *THRESHOLD* é o limite de detecção, dado em sigmas. O

valor do threshold seguro é entre quatro e seis vezes o sigma do céu. Um valor muito baixo de threshold pode causar a medida de pontos espúrios, apenas flutuações randômicas de fundo, mas um valor muito alto deixaria de detectar as fontes mais fracas.

*WATCH PROGRESS*= 1.00 define que os resultados serão mostrados na tela do computador em tempo real. Caso isso não seja necessário basta modificar para *WATCH PROGRESS*=0. *VARIABLE PSF* define o grau de complexidade com o qual a função de espalhamento puntual será modelada, mas, de acordo com o manual do DAOPHOT, é aconselhável manter em 0.0 até que se tenha **certeza** do que está sendo feito.

*ANALITIC MODEL PSF* define qual o modelo será utilizado como uma primeira aproximação da função de espalhamento puntual, as opções de funções são Gaussiana (0.0), Lorentziana (1.0), Moffat  $\beta=1.5$  (2.0), Moffat  $\beta=2.5$  (3.0), Moffat  $\beta=3.5$  (4.0), Penny1 (5.0) e Penny2 (6.0).

Os demais parâmetros do arquivo *daophot.opt* devem ser mantidos sem modificação, pelo menos no princípio. Para descrições mais detalhadas dos parâmetros, basta ler o *User's manual for DAOPHOT II* escrito por Stetson (2000b).

O arquivo *phot.opt* define os valores de abertura e do anel de céu que serão utilizados na fotometria de abertura, que é realizada medindo o número de fótons incidentes dentro de uma abertura circular e descontando a contribuição do céu, subtraindo uma média obtida de um anel em torno do objeto. O arquivo *phot.opt* tem o formato abaixo:

A1 = 0.5

A2 = 1

A3 = 1.5

A4 = 2

A5 = 2.5

A6 = 3

A7 = 4

A8 = 5

A9 = 6

AA = 7

AB = 8

AC = 9

IS = 10

OS = 20

onde é possível utilizar tantas aberturas ( $A_i$ ) quanto se queira, mas geralmente, no caso da fotometria por ajuste da PSF, somente uma abertura é necessária. Os outros dois parâmetros

são o raio interno e externo do céu, *IS* e *OS* respectivamente. *IS* deve ser sempre maior do que o valor da abertura levando em conta os anéis de difração da imagem e, *OS* sempre maior do que *IS*.

Já *allstar.opt* define os parâmetros do ajuste da PSF, que se diferencia do *daophot.opt* apenas por ter um parâmetro que define se poderá haver recentragem das coordenadas (x,y) das estrelas (=1.0) durante o ajuste ou não (=0.0).

FITTING RADIUS = 12.0

CE (CLIPPING EXPONENT) = 6.00

REDETERMINE CENTROIDS = 1.00

CR (CLIPPING RANGE) = 2.50

WATCH PROGRESS = 1.00

MAXIMUM GROUP SIZE = 50.00

PERCENT ERROR (in %) = 0.75

PROFILE ERROR (in %) = 5.00

IS (INNER SKY RADIUS) = 14.00

OS (OUTER SKY RADIUS) = 24.00

As estimativas da abertura, FWHM, FITTING RADIUS e PSF RADIUS podem ser determinadas com o auxílio da tarefa *imexamine* do *software* IRAF. Essa tarefa realiza uma fotometria interativa, ou seja, aponta-se o cursor para uma estrela da imagem e, dependendo do que se quer obter, utilizam-se os seguintes comandos: o comando “a” (de fotometria de abertura) fornece uma tabela com as contagens e a forma da estrela escolhida e o parâmetro FWHM. Já o comando “r” fornece um perfil radial da estrela que mostra se há saturação. Com o FWHM medido para em torno de dez estrelas, calcula-se a média e define-se o valor de FWHM. *FITTING RADIUS* geralmente é igual ao FWHM, a não ser que haja muita “aglomeração” (*crowding*) de estrelas, quando se usa um valor menor. *PSF RADIUS* deve ser maior do que o raio da estrela mais brilhante que se quer obter a fotometria, logo, para que possamos estimar seu valor, olhamos o perfil gerado pela tarefa *imexamine* quando usamos o comando “r” e o raio onde o perfil se funde com o ruído é o valor de *PSF RADIUS*.

Voltando ao *software* DAOPHOT, a tarefa *find* examina a imagem e mede o pico de contagens dentro de um círculo de raio igual ao FWHM, seguida de uma estimativa do fundo calculado em volta da estrela. Então esse valor de fundo é subtraído do valor total de contagens e o valor resultante é dividido pelo valor do sigma do céu. Se esse valor for maior do que o valor do limite de detecção (*threshold*), esse ponto é contado como uma fonte.

O arquivo de saída da tarefa *find* fornece, dentre outras coisas, uma identidade e as coorde-

nadas das estrelas (em pixels). Esse arquivo é então utilizado na tarefa *photometry* que realiza a fotometria de abertura das estrelas. Nessa tarefa, para obter a magnitude das estrelas, é necessário definir o tamanho da abertura para a qual será medido o número de fótons incidentes da estrela +céu e os raios internos e externos do anel ao redor dessa estrela que fornecerá o valor do céu). Esse valor de céu será subtraído da medida dos fótons incidentes dentro do círculo.

Antes de realizar a fotometria por ajuste da função de espalhamento puntual, a tarefa *pick* escolhe, no arquivo de saída do *photometry*, prováveis estrelas PSF. Quanto mais *crowding* no campo, mais candidatas a PSF são necessárias. Um valor típico fica entre 25 a 50 estrelas. Se *WATCH PROGRESS*= 1.00 ou 2.00, o programa irá gerar um gráfico em escalas de cinza no terminal com cada estrela que ele escolheu como PSF, e perguntará se você deseja incluir essa estrela na função de espalhamento puntual, para a qual você deve responder Y (sim) ou N (não). As estrelas candidatas a PSF não devem ter companheiras próximas nem estarem sobrepostas com outras estrelas.

Então basta rodar *ALLSTAR*, programa que gera a lista da fotometria por ajuste da função de espalhamento puntual, além de uma imagem em que todas as estrelas na lista de fotometria foram apagadas. Se após examinar essa imagem subtraída você notar que ainda há estrelas na imagem, basta rodar o *find* na imagem subtraída e, com a tarefa *append* juntar os arquivos de *find* da imagem original e da subtraída em um (*superfind*).

O próximo passo é refazer a fotometria de abertura na imagem original com o arquivo “*superfind*” como arquivo de posição das estrelas, rodar o *ALLSTAR* novamente, com o novo arquivo de saída da fotometria de abertura e, novamente olhar a imagem subtraída.

Esses passos se repetem até que a imagem subtraída esteja satisfatoriamente sem estrelas.

Para fazer a fotometria para os demais filtros, basta trazer todas as imagens para o sistema de coordenadas da primeira imagem (com a tarefa *GEOTRANS* do IRAF) e utilizar o último arquivo “*superfind*” como arquivo de entrada da tarefa *phot*, isso para que possamos manter as “ID” das estrelas fixas. Após basta escolher as candidatas a PSF para a imagem, calcular a PSF e rodar *ALLSTAR*.

O próximo passo é calibrar as magnitudes aparentes instrumentais para o sistema fotométrico padrão. Para isso obtém-se dados de um campo de estrelas padrão, na noite da observação, em, pelo menos, duas massas de ar. É necessário obter a fotometria para as estrelas do campo padrão com o mesmo método e parâmetros aplicados para os dados.

Comparando as magnitudes aparentes padrões ( $U, B, V$ ) com as magnitudes aparentes instrumentais ( $u, b, v$ ), levando-se em conta a massa de ar da observação, são obtidas equações de

calibração, que têm uma forma bem específica. Nas equações A.1, A.2 e A.3 podemos ver as equações de transformação para as bandas B, V e U respectivamente.

$$B = b + Constante_B + Termo\ de\ Cor_B \times (b - v) + Extinção_B \times Massa\ de\ ar \quad (A.1)$$

$$V = v + Constante_V + Termo\ de\ Cor_V \times (b - v) + Extinção_V \times Massa\ de\ ar \quad (A.2)$$

$$U = u + Constante_U + Termo\ de\ Cor_U \times (u - b) + Extinção_U \times Massa\ de\ ar \quad (A.3)$$

Essas equações são resolvidas através do ajuste de mínimos quadrados e fornecem os parâmetros constante (ponto zero), termo de cor e extinção. Aplicando essas equações nas magnitudes aparentes instrumentais das estrelas observadas, são obtidas as magnitudes aparentes das estrelas no sistema padrão.



# **Anexo A**

## **ARTIGOS PUBLICADOS**

---

---

# Multichromatic colour–magnitude diagrams of the globular cluster NGC 6366<sup>★†‡</sup>

Fabíola Campos,<sup>§</sup> S. O. Kepler, C. Bonatto and J. R. Ducati

*Departamento de Astronomia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Av. Bento Gonçalves 9500 Porto Alegre 91501-970, RS, Brazil*

Accepted 2013 April 24. Received 2013 April 23; in original form 2013 February 5

## ABSTRACT

We present multichromatic isochrone fits to the colour–magnitude data of the globular cluster NGC 6366, based on *Hubble Space Telescope* Advanced Camera for Surveys/Wide Field Channel and Southern Astrophysical Research photometric data. We corrected the photometric data for differential reddening and calculated the mean ridge line of the colour–magnitude diagrams. We compared the isochrones of Dartmouth Stellar Evolution Database and PAdova and TRieste Stellar Evolution Code both with microscopic diffusion starting on the main sequence. Bracketing all previous determinations of this cluster, we tested metallicities from  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.00$  to  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.50$ , and ages from 9 to 13 Gyr. After determining the total to selective extinction ratio only from stars belonging to this cluster,  $R_V = 3.06 \pm 0.14$ , we found the parameters for this cluster to be  $E(B - V) = 0.69 \pm 0.02(\text{int}) \pm 0.04(\text{ext})$ ,  $(m - M)_V = 15.02 \pm 0.07(\text{int}) \pm 0.13(\text{ext})$ , Age =  $11 \pm 1.15$  Gyr. Evolutionary models fail to reproduce the low- $T_{\text{eff}}$  sequence in multiband colour–magnitude diagrams, indicating that they still have an incomplete physics. We found that the Dartmouth Stellar Evolution Database isochrones better fit the subgiant branch and low main sequence than the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code.

**Key words:** globular clusters: general – globular clusters: individual: NGC 6366.

## 1 INTRODUCTION

Galactic globular clusters (GCs) are considered to be excellent laboratories for the study of stellar evolution, mainly because the stars, in most GCs, follow a single isochrone, suggesting that they formed roughly at the same time and with the same metallicity. In the context of Galaxy formation models, accurate astrophysical parameters (e.g. age, metallicity, mass and distance) of GCs are a source of information on Galaxy evolution. In addition, they can also be used to determine the distance to the centre of the Galaxy as done, for example by Bica et al. (2006).

Usually, astrophysical parameters of GCs are obtained by fitting models to the stars present in colour–magnitude diagrams (CMDs). There are at least two free physical parameters, age and metallicity, which are intrinsic to the models, and with two fitting parameters,

extinction and distance. In addition, it is necessary to take the uncertainties in the construction of isochrones into account, since they propagate to the derived parameters.

Among the problems associated with the evolutionary models are the lack of a precise description of convection. Red giant stars and low-mass main sequence have a deep convective envelope, causing a large uncertainty in the models. Besides, stars lose mass (higher rates for massive stars) in the form of stellar wind, and this loss increases several orders of magnitude for stars that already left the main sequence. Theoretically predicting the mass-loss rate is very difficult, and the evolutionary models use prescriptions consistent with observations of stars that are at a similar stage. Mass-loss depends heavily on metallicity, and this dependence is difficult to measure, creating more uncertainties in the models. It is still necessary to account for the uncertainties associated with opacity, where the problem is the lack of several molecular species in the opacity tables. This effect is important not only in giant stars, but also at the lower main sequence (Bressan et al. 2013).

Bolte & Hogan (1995) argue that using the colour of the main-sequence turn-off point (MSTO) must be avoided when determining the age of GCs. The MSTO has the highest uncertainty predicted in stellar models, contributing significantly, together with other input parameters, to the total uncertainty. If the MSTO brightness is used to determine the GC age, an uncertainty of 25 per cent in distance generates an uncertainty of 22 per cent in age (Bolte & Hogan 1995).

On top of the uncertainties in the evolutionary models, there is also the problem of lack of precision in determining the interstellar

<sup>★</sup>Based on observations obtained at the Southern Astrophysical Research (SOAR) telescope, which is a joint project of the Ministério da Ciência, Tecnologia, e Inovação (MCTI) da República Federativa do Brasil, the US National Optical Astronomy Observatory (NOAO), the University of North Carolina at Chapel Hill (UNC) and Michigan State University (MSU).

<sup>†</sup>Based on observations with the NASA/ESA *Hubble Space Telescope*, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA, Inc., under NASA contract NAS5-26555, under programs GO-10775 (PI: A. Sarajedini).

<sup>‡</sup>Based on data from DENIS Consortium Epchtein et al. (1999).

<sup>§</sup>E-mail: fabiola.campos@ufrgs.br

reddening, as this value varies considerably throughout the Galaxy. The total to selective extinction ratio ( $R_V$ ) depends upon the environment along the line of sight (Mathis 1990), and the distribution of dust and gas in the Galaxy is neither isotropic nor homogeneous, being composed not only of different sizes of dust clouds, but also different chemical composition and sizes of dust grains. Mathis (1990) argue that dust properties can vary significantly, even on small angular scales. As an example, Hendricks et al. (2012) studied the dust properties in the line of sight to the Galactic GC M4. They obtain  $R_V = 3.62 \pm 0.07$  with the Cardelli, Clayton & Mathis (1989) extinction law. In fact, they argue that, in former studies, the authors suggest a dust type different than the standard assumption of  $R_V = 3.1 \pm 0.05$  (Wegner 1993), varying from 3.3 to 4.2, causing 16 per cent of variation in distance.

D'Antona et al. (2009) studied stars of M 4 and NGC 1851, two GCs with similar metallicity and age. They found that the red giant branch (RGB) 'bump' and subgiant branch (SGB) of M 4 is fainter than in NGC 1851, which can be explained if the total CNO in M 4 is higher than in NGC 1851. This implies that different initial C+N+O abundances between both clusters may lead to differences in the turn-off morphology that can otherwise be attributed to an age difference.

Marino et al. (2011, 2012) studied the implications of chemical enrichment and the relative ages of the different populations of M22 and  $\omega$  Cen, respectively. They showed that if they take the observed values of CNO abundances into account in the isochrones, the faint and the bright SGB of M22 are almost coeval, and if the effect of C+N+O is not considered, the faint SGB is 1–2 Gyr older than the bright one. In the case of  $\omega$  Cen, they found that the most metal-rich population is enhanced by  $\approx 0.5$  dex in  $[(C+N+O)/Fe]$  relative to the most metal-poor one. Comparing isochrones with standard and enhanced CNO, they found that the enhanced ones give younger ages for the same turn-off luminosity. They conclude that a trend in CNO/Fe could help reducing the large age spread among the subpopulations of  $\omega$  Cen.

Milone et al. (2012a) studied the multiple populations in 47 Tucanae, two of which are clearly present through all evolutionary phases. The authors argue that the most straightforward interpretation of the difference between these two populations is that the one that has less stars is the remnant of the first stellar generation, while the other carries the signatures of CNO and proton-capture processing at high temperatures. The majority population of 47 Tucanae should be considered as a second stellar generation, formed from the material that was partly processed through stars from the first generation.

The most recent determinations of distance to the Galaxy centre from the spatial distribution of the GCs ( $7.2 \pm 0.3$  kpc; Bica et al. 2006) and through the orbital period of the star SO-2 around the central black hole ( $8.4 \pm 0.4$  kpc; Ghez et al. 2008) are significantly different. This difference can be related to the fact that the value of Bica et al. (2006) may be underestimated because they used the mean value of  $R_V = 3.1$  to all GCs, where  $R_V$  in different lines of sight in the Galaxy can vary from 2.6 to 7.6 (Ducati, Ribeiro & Rembold 2003). On the other hand, the black hole may not be at the centre of the mass distribution of the Galaxy (Merritt & Milosavljević 2005 and references therein) and, thus, a precise determination of the distance to the GCs is necessary.

In general, GCs studies are restricted to isochrones fits to a single CMD. Given the uncertainties in the models, it is important to determine the GCs parameters based on multichromatic CMDs, especially with the data at wavelengths wide apart. This would enhance the colour differences among stars and produce the parameters with

lower uncertainty. Another important point, as argued by Schiavon et al. (2012), is that the last frontier of our growing understanding of the physics of old stellar populations resides in the ultraviolet. In this sense, obtaining evolution models that reproduce multicolour CMDs simultaneously is extremely necessary.

This paper is organized as follows: in Section 2, we describe previous works about NGC 6366. In Section 3, we describe the data used in our paper. In Section 4, we describe the observations, the procedure of reduction and the calibration of the Southern Astrophysical Research (SOAR) photometric data. In Section 5, we analyse and discuss the CMD of the cluster, along with the determination of  $R_V$  in the line of sight of NGC 6366. Results and concluding remarks are given in Section 6.

## 2 NGC 6366

NGC 6366 is a relatively open GC, currently ranked as the fifth nearest to the Sun. It is located near the disc and is fairly rich in metals.

Zinn (1985) classified the metal-poor GCs with slow rotational velocity, high velocity dispersion ( $V_{\text{rot}} \approx 50 \pm 23$  km s<sup>-1</sup> and  $V_{\sigma} = 114 \pm 9$  km s<sup>-1</sup>) and distribution essentially spherical around the Galactic centre as belonging to the halo. The metal-rich GCs with a more flatten distribution around the Galactic centre, with fast speed and lower velocity dispersion ( $V_{\text{rot}} \sim 152 \pm 29$  km s<sup>-1</sup> and  $V_{\sigma} = 71$  km s<sup>-1</sup>) have been rated as belonging to the bulge and disc of the Galaxy (Zinn 1985). Later Barbuy, Bica & Ortolani (1998) classified the metal-rich GCs as belonging to the bulge.

For NGC 6366, Da Costa & Seitzer (1989) argue that its kinematic parameter ( $V_{\sigma} = 125 \pm 13$  km s<sup>-1</sup>) is incompatible with the disc, which led it to be classified as belonging to the halo system.

According to Harris (1993), Rosenberg et al. (2000) and Sarajedini et al. (2007), NGC 6366 has received little attention due to its low central concentration, its projection near the Galactic core direction of the Galaxy ( $\ell = 18^{\circ}41'$ ) and low Galactic latitude ( $b = 16^{\circ}40'$ ), its high extinction and differential reddening.

The most recent  $V \times B - V$  CMD in the literature was published by Alonso et al. (1997). The data were obtained with the 2.5 Isaac Newton telescope and covered a field of  $12.1 \times 12.1$  arcmin<sup>2</sup>, reaching the magnitude  $V \sim 20.5$ . They found  $E(B - V) = 0.70 \pm 0.05$  and  $(m - M)_0 = 12.26 \pm 0.15$ . They show the presence of differential reddening in NGC 6366, because the northern half of the stars are fainter and redder than the southern half, resulting in a difference of  $\Delta E(B - V) = 0.03$  between the stars from both sides.

Sarajedini et al. (2007) published data obtained with the Advanced Camera for Surveys (ACS)/*Hubble Space Telescope* (HST). They reached about seven magnitudes below the MSTO, i.e.  $m_{F606W} \sim 25.8$ . Fitting Dartmouth Stellar Evolution Database models (DSED; Dotter et al. 2007a) with  $[Fe/H] = -0.73$  and  $[\alpha/Fe] = +0.2$  and ages between 10 and 14 Gyr, they found a reddening of  $E(F606W-F814W) = 0.70$  and  $(m - M)_0 = 12.69$ .

Paust et al. (2009) used the same data published by Sarajedini et al. (2007), finding a reddening of  $E(F606W-F814W) = 0.76$  and  $(m - M)_0 = 12.6$ , fitting DSED models (Dotter et al. 2007b) with 13.5 Gyr and  $[Fe/H] = -0.85$ . However, the main goals in the analysis from Paust et al. (2009) were the luminosity and mass functions.

Marín-Franch et al. (2009), by measuring relative ages, classified NGC 6366 as an old GC with relative ages ranging from 12.16 to 13.30 Gyr, depending on metallicity scales. More recently Dotter et al. (2010), performing isochrone fitting, also with *HST*/ACS data

**Table 1.** Some previous determinations of NGC 6366 parameters.

Author	[Fe/H]	$E(B - V)$	Distance (kpc)	Age (Gyr)
Harris (1993)	-0.78	0.80	3.00	–
Harris (1996; 2010 edition)	-0.59	0.71	3.50	–
Alonso et al. (1997)	-0.80	$0.70 \pm 0.05$	2.80	–
Sarajedini et al. (2007)	-0.73	0.75	3.75	12–14
Paust et al. (2009)	-0.85	0.78	3.31	13.5
Dotter et al. (2010)	-0.70	0.73	3.52	$12.00 \pm 0.75$

*Notes.* Distance calculated considering  $R_V = 3.1$  (Wegner 1993).

obtained by Sarajedini et al. (2007), estimated the age of NGC 6366 as  $12.00 \pm 0.75$  Gyr with  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.70$  and  $[\alpha/\text{Fe}] = +0.2$ . Table 1 summarizes previous findings for NGC 6366.

### 3 PHOTOMETRIC DATA

The optical ground data on NGC 6366 discussed in this work were obtained with the SOAR telescope in 2005, 2009 and 2010. The images were centred at the geometric centre and have  $2048 \times 2048$  pixels, with a resolution of  $0.153 \text{ arcsec pixel}^{-1}$ , covering  $5 \times 5 \text{ arcmin}^2$ . The exposure times for each filter were:  $6 \times (1800 \text{ s})$  for  $U$ ;  $5 \times (30 \text{ s})$ ,  $2 \times (300 \text{ s})$  and  $1 \times (1800 \text{ s})$  for  $B$ , and  $5 \times (30 \text{ s})$ ,  $2 \times (300 \text{ s})$  and  $2 \times (1800 \text{ s})$  for  $V$ . To minimize saturation for the brightest stars, images with short exposure times were obtained only for  $B$  and  $V$  bands.

The *HST* ACS/Wide Field Channel (WFC) photometric data were obtained from [http://www.astro.ufl.edu/~ata/public\\_hstgcl/](http://www.astro.ufl.edu/~ata/public_hstgcl/). The data are part of the *HST* treasury programme ‘An ACS Survey of the Galactic Globular Clusters’ (GO10775 P.I. Ata Sarajedini, Sarajedini et al. 2007). The images are centred at the cluster core, covering  $3 \times 3 \text{ arcmin}^2$ . Each photometric band (F606W and F814W) was observed in one orbit, with one short exposure image (10.4 s) and four long exposures (140 s) for each filter.

To determine the interstellar  $R_V$  of cluster stars, we use *UBVRI* data from Stetson standard stars (Stetson 2000, 2005) and infrared ( $J$  and  $K$ ) data from the third DENIS release (Borsenberger et al. 2006).

### 4 DATA REDUCTION

After the basic pre-processing steps, overscan correction and trimming, bias removal, dark current removal and flat-fielding, we performed the photometry on the SOAR data, with the software DAOPHOT (Stetson 1987). The main parameters necessary to find the stars in the image are the standard deviation ( $\sigma$ , in counts), the full width at half-maximum (FWHM) and the detection limit (threshold, in multiples of  $\sigma$ ). A very low threshold can cause the detection of non-star sources, just random fluctuations of background but, a very high value would fail to detect faint sources. The values of the FWHM for each of our images are listed in Table 2.

Although NGC 6366 is relatively open and our images cover only approximately one-third of its size, the images still present some source confusion, mainly because, in the long exposure images, the bright stars are saturated and can fuse with nearby stars. To minimize this effect, we performed the photometry by fitting the point spread function (PSF).

To calculate the PSF, we choose, on average, 35 stars per image. These stars are below saturation, do not have close neighbours, high noise or detector defects near them. We tested all the functions provided by DAOPHOT to calculate the PSF [Gaussian, Lorentzian,

**Table 2.** FWHM of all our SOAR images.

Band (1)	Exposure time (2)	FWHM (3)
$U$	$6 \times (1800)$	1.05
$B$	1800	1.12
$B$	$2 \times (300)$	0.92
$B$	$5 \times (30)$	1.07
$V$	$2 \times (1800)$	1.37
$V$	$2 \times (300)$	0.95
$V$	$5 \times (30)$	1.01

*Notes.* Column 1: photometric band; Column 2: exposure time in seconds; Column 3: full width at half-maximum (arcsec).

Moffat ( $\beta = 1.5, 2.5$  and  $3.5$ ), Penny1 and Penny2]. The software calculates the parameters of the functions and the  $\chi$  (defined as the mean square root of the residuals). The function that produced the lowest  $\chi$  was Moffat with  $\beta = 3.5$ , that with the steepest peak.

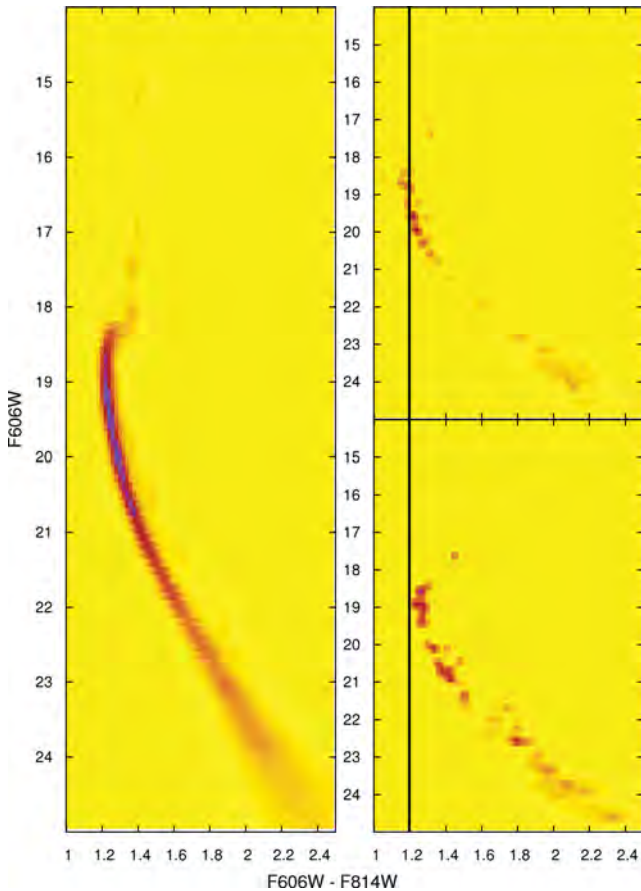
One of the output parameters of the PSF photometry is *sharpness*, related to the intrinsic angular size of the object. For an isolated star, *sharpness* must have a value close to zero; but for semiresolved galaxies and double sources, *sharpness* will be significantly higher than zero. For cosmic rays and image defects, the value of *sharpness* will be much lower than zero. We considered that only objects with  $|\text{sharpness}| \leq 2.0$  are stars. We detected 2609 stars in the  $V \times B - V$  CMD, reaching 3.5 mag below the MSTO, and 2284 stars in the  $V \times U - V$ , reaching 2.5 mag below the MSTO. The latter CMD has less stars than the former because the  $U$  band has higher extinction than the other photometric bands.

After obtaining the instrumental magnitudes, we performed a calibration to the standard photometric system. We obtained images of the field around the photometric standard Mark A on the same night of the data observations in two different air masses for bands  $B$  and  $V$ . We performed the photometry on the images of the standard field using the same methods applied to NGC 6366. So, with the magnitudes for the standard stars, it was possible, through least squares, to determine the equations that transform the instrumental magnitudes to the standard system. We used standard stars from the cluster field itself from the catalogue of Peter Stetson, found at <http://www3.cadc-ccda.hia-ihp.nrcnrc.gc.ca/community/STETSON/standards/>. We could not use only stars from the cluster itself to do the calibration, because most of the Stetson standard stars in common with the field of NGC 6366 observed by SOAR were in the RGB, and this would cause uncertainty in the calibration of bluer stars.

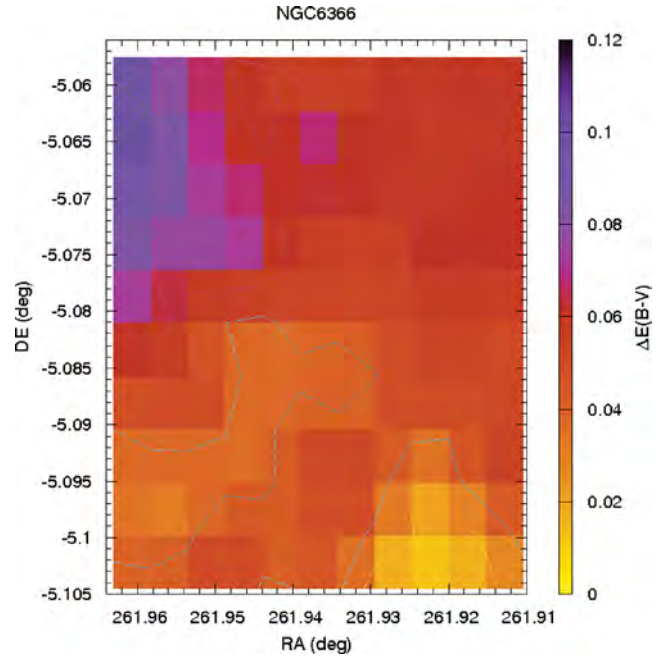
We also corrected the photometric data (SOAR and HST ACS/WFC) for differential reddening. We started by dividing the WFC/ACS field of view across NGC 6366 in a regular grid of  $13 \times 13$  ( $13.8 \times 13.8 \text{ arcsec}^2$ ) cells along right ascension and

declination, so that the minimum number of stars in each cell is 50. Next, we selected a subsample of stars containing probable members (with colours compatible with the cluster sequence) having low to moderate colour uncertainty. Then, the individual Hess diagrams built from CMDs extracted in all cells are matched to the mean (containing all the probable member stars available in the image) one, by shifting the apparent distance modulus and colour excess along the reddening vector by amounts related to the reddening value  $e(B-V)$  according to the absorption relations in Cardelli et al. (1989). Since a differentially reddened cluster should contain cells bluer and redder than the mean, this procedure is equivalent to computing the reddening dispersion around the mean. The last step is to calculate the difference in  $e(B-V)$  between all cells and the bluest one, thus yielding the cell to cell distribution of  $\delta E(B-V)$ , from which we compute the mean and maximum values occurring in the GC,  $\langle \delta E(B-V) \rangle$  and  $\delta E(B-V)_{\max}$ , respectively (Bonatto, Campos & Kepler 2013).

We found that the maximum difference between the Hess diagram of the cells are  $\delta E(B-V) = 0.112$  (Fig. 1) and the mean differential reddening for NGC 6366 is  $\langle \delta E(B-V) \rangle = 0.055 \pm 0.018$ , similar to the  $\delta E(B-V) \sim 0.03$  estimated by Alonso et al. (1997). With this analysis, we could generate the reddening map for NGC 6366 that is shown in Fig. 2. It is possible to notice that the stars at the north appear fainter and redder than stars in the south, in agreement with Alonso et al. (1997).



**Figure 1.** The bluest (top-right panel) and reddest (bottom-right panel) Hess diagrams of NGC 6366. The difference in reddening between both amounts to  $\delta E(B-V) = 0.112$  (shown as the vertical line). The left-hand panel shows the observed average Hess diagram.



**Figure 2.** The reddening map for NGC 6366. The stars at the north appear fainter and redder than stars in the south.

## 5 DATA ANALYSIS

### 5.1 Isochrone fitting

Milone et al. (2012b) measured the fraction of binaries and the distribution of the GCs, including NGC 6366, observed by the *HST* WFC/ACS as a part of the Globular Cluster Treasury project. They estimated that the fraction of binary stars for NGC 6366 is  $f_{\text{bin}}^{\text{TOT}} = 0.184 \pm 0.014$ . To take the effects of binarity and also the photometric scatter into account, we calculated the mean ridge line (MRL) of each CMD. The MRL was determined by calculating the mean value of colour and magnitude of bins of 0.04 mag excluding the binary stars.

Dotter et al. (2008) compared their isochrone models with those from BaSTI (Pietrinferni et al. 2004, 2006; Cordier et al. 2007), Padova (Girardi et al. 2000), Victoria–Regina (Vandenberg, Bergbusch & Dowler 2006) and Yale–Yonsei (Yi, Kim & Demarque 2003; Yi, Demarque & Kim 2004). They showed that there is a general agreement among the different sets, except for Padova isochrones that appeared hotter and bluer on the lower main sequence and cooler and redder near the MSTO and on the RGB. Yale–Yonsei, Victoria–Regina and BaSTI show differences near the MSTO, where the adopted core overshooting treatments differ and on the lower main sequence where the adopted equation of state and minimum masses differ.

Jofré & Weiss (2011) explored the effect of atomic diffusion in the resulting ages of halo metal-poor stellar populations and found an absolute difference of 4 Gyr for ages obtained ignoring or including atomic diffusion in the stellar models. They also tested the age using BaSTI (Cassisi et al. 2004; Pietrinferni et al. 2004) and the Yonsei–Yale isochrones (Yi et al. 2003, 2004), as examples of isochrones without and with diffusion, respectively. They found that ages obtained with BaSTI models agreed with those obtained with isochrones without atomic diffusion, while Yonsei–Yale results agreed better with isochrones with atomic diffusion. Jofré & Weiss (2011) argue that metal-poor halo stars would be

older than the Universe if the atomic diffusion is fully inhibited in the models.

Taking the analysis of Jofré & Weiss (2011) into account, we performed the isochrone fitting to the MRL of the three CMDs ( $V \times B - V$ ,  $V \times U - V$  and  $F606W \times F606W - F814W$ ) of NGC 6366 with DSED (Dotter et al. 2008, version 2012) and PAdova and TRieste Stellar Evolution Code (PARSEC; Bressan et al. 2012), both including atomic diffusion starting on the main sequence.

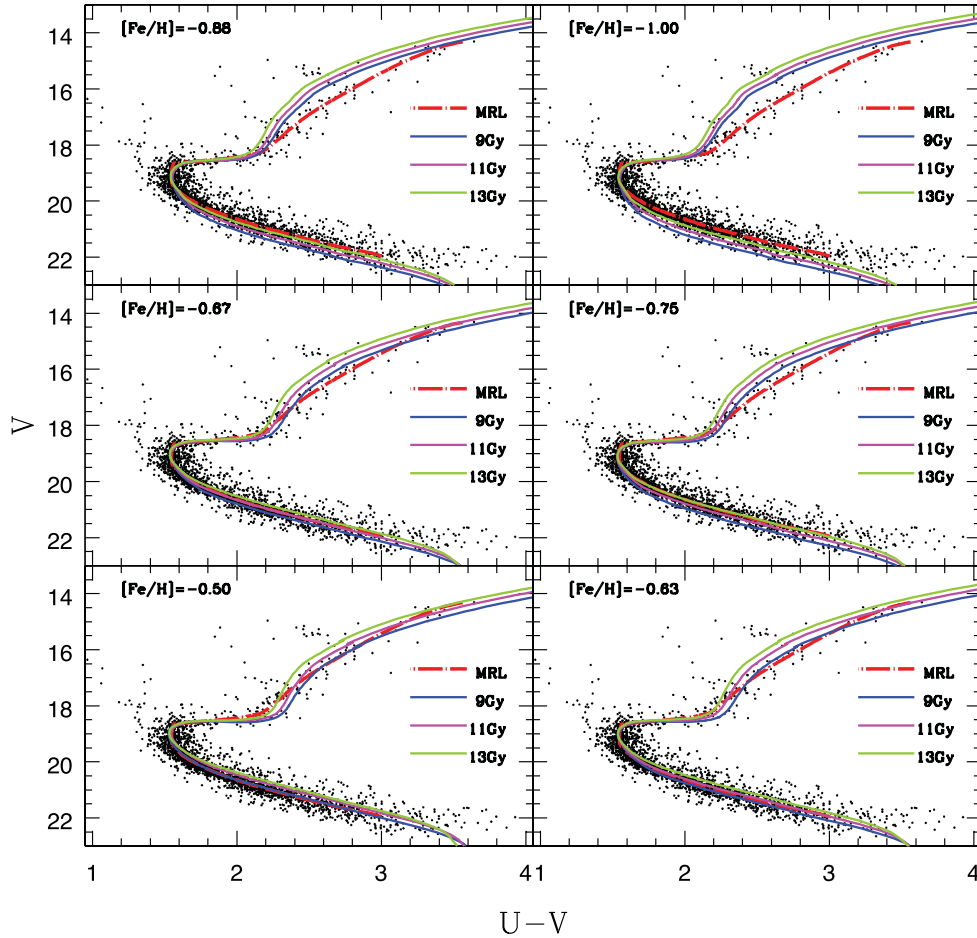
We considered the full range of metallicity previously determined for this cluster, which is  $-1.0 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$ . Pike (1976), by computing the S parameter (Hartwick 1968) to his photometric data and adopting  $E(B - V) = 0.72 \pm 0.02$ , estimated  $[\text{M}/\text{H}] = -0.50 \pm 0.2$ . From TiO band photometry of seven giants, Johnson, Mould & Bernat (1982) derived  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.6 \pm 0.2$ . Zinn & West (1984) recalibrated the TiO bandstrength indices on to their own abundance system and derived  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.99 \pm 0.25$ . Da Costa & Seitzer (1989), from spectra obtained of the Ca II infrared triplet of several giants belonging to the cluster, estimated  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.85$ ; more recently Da Costa & Armandroff (1995) reanalyzed the same data and estimated  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.67$ .

Among the age estimates of NGC 6366 found in the literature is the analysis by Alonso et al. (1997), comparing the MRL of this cluster to the ones of NGC 6171 (old and metal-rich GC) and Pal12 (youngest known GC), both with  $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.80$ . They found that the age of NGC 6366 is very similar to that of NGC 6171, and Pal

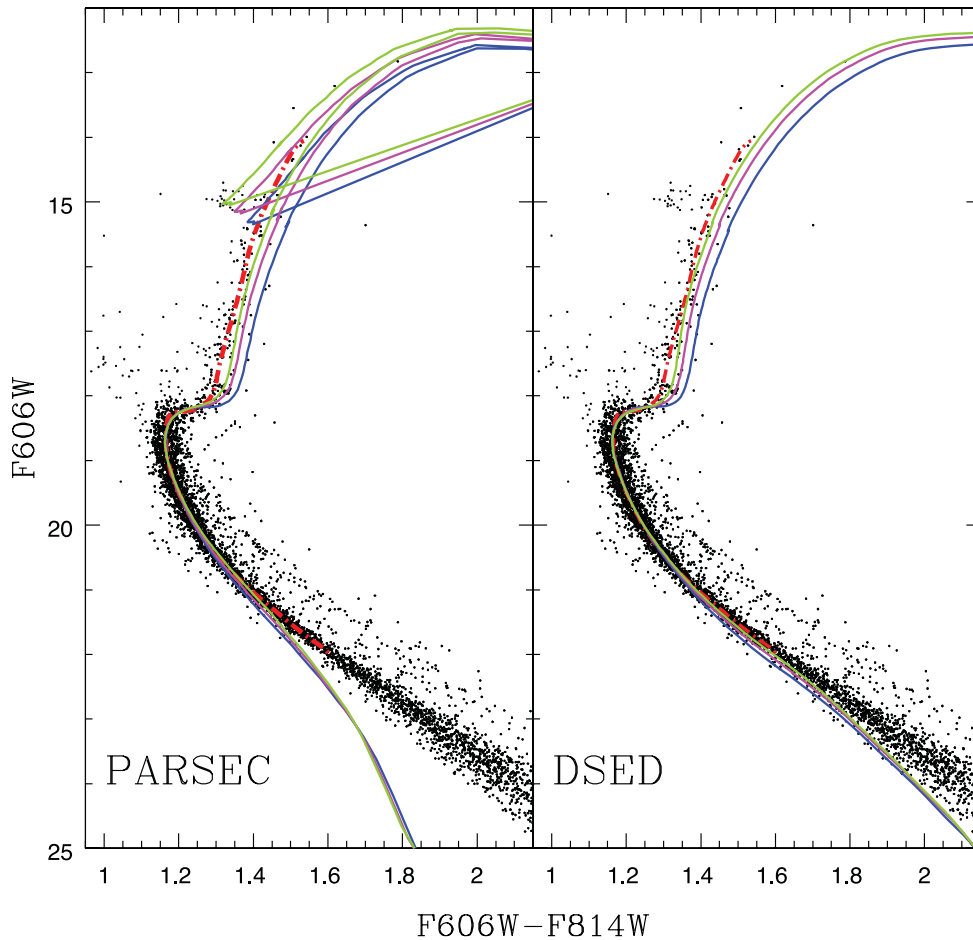
12 is 4–5 Gyr younger. Rosenberg et al. (1999) estimated an age of about 11 Gyr, using a data base of 34 GCs, through the analysis of relative ages by the magnitude difference  $\Delta V_{\text{TO}}^{HB}$  between the horizontal branch and the MSTO, and the colour difference  $\delta(V - I)_{@2.5}$  between the MSTO and the RGB (where the RGB colour is measured 2.5 mag above the TO). Salaris & Weiss (2002), using a group of GCs whose ages they estimate to be well determined (M15, M3, NGC 6171 and 47 Tucanae), give an age of  $9.5 \pm 1.4$  Gyr for NGC 6366, with the same method applied by Rosenberg et al. (1999). To bracket all previous determinations, we used models with ages ranging from 9 to 13 Gyr.

In Fig. 3, we show our CMD of the  $V \times U - V$ , the first ultraviolet CMD for this cluster, together with the fit of DSED models to the MRL, performed by visual inspection. It is not difficult to notice, by looking at the low main sequence and the SGB that, as the metallicity decreases (bottom to the top), the models fit the data better, until  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.67$ , when the best fit is found. This model is the best fit in all sectors of the CMD, having a metallicity consistent with the spectroscopic determination by Da Costa & Armandroff (1995) of RGB stars in the cluster. As metallicity continues to decrease, the models no longer fit the data. We also performed the analysis to the three colours with PARSEC models, finding similar results.

An important point in Fig. 4 is that DSED models fit better the lower main sequence and the SGB than PARSEC; this is possibly



**Figure 3.** DSED fits to the MRL (red dash-dotted line) of NGC 6366, at  $U - V$  colour, considering full range of metallicity determinations for this cluster and ages of 9 Gyr (blue), 11 Gyr (magenta) and 13 Gyr (green). The best fit occurs for  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.67$ , consistent with the most recent spectroscopic determination by Da Costa & Armandroff (1995).



**Figure 4.** PARSEC and DSED fits to the MRL (red dash-dotted line) of the ACS/HST data, with  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.67 \pm 0.07$  (Da Costa & Armandroff 1995) and ages of 9 Gyr (blue in online version), 11 Gyr (magenta in online version) and 13 Gyr (green in online version). DSED fits the SGB and the lower main sequence better than PARSEC.

related to the equation of state adopted by Dotter et al. (2008) for stars with mass lower than  $0.80 M_{\odot}$ . For that reason, we use DSED to determine the parameters of the cluster.

The DSED fit for the three CMDs with  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.67 \pm 0.07$  (Figs 4 and 5) shows that, while the best fit to  $U - V$  occurs with 9 Gyr, for  $B - V$  it is around 11 Gyr, and for  $F606W - F814W$ , with 13 Gyr. The PARSEC best fit to  $U - V$  and  $F606W - F814W$  occurs at the same ages as DSED. For  $B - V$ , the best PARSEC fit occurs also around 13 Gyr. With that, we find the age as  $11.00 \pm 1.15$  Gyr, with DSED models.

Even when we fit more than one colour, a single model does not fit the three colours simultaneously. The evolutionary models have improved over the years, but they still do not fit the data well, mostly when we consider the RGB. This indicates that the evolutionary models still have unsolved problems, such as convection, opacity tables, bolometric corrections and colour effective temperature ( $T_{\text{eff}}$ ) relations to transform theoretical quantities (luminosity and  $T_{\text{eff}}$ ) to magnitudes and colours.

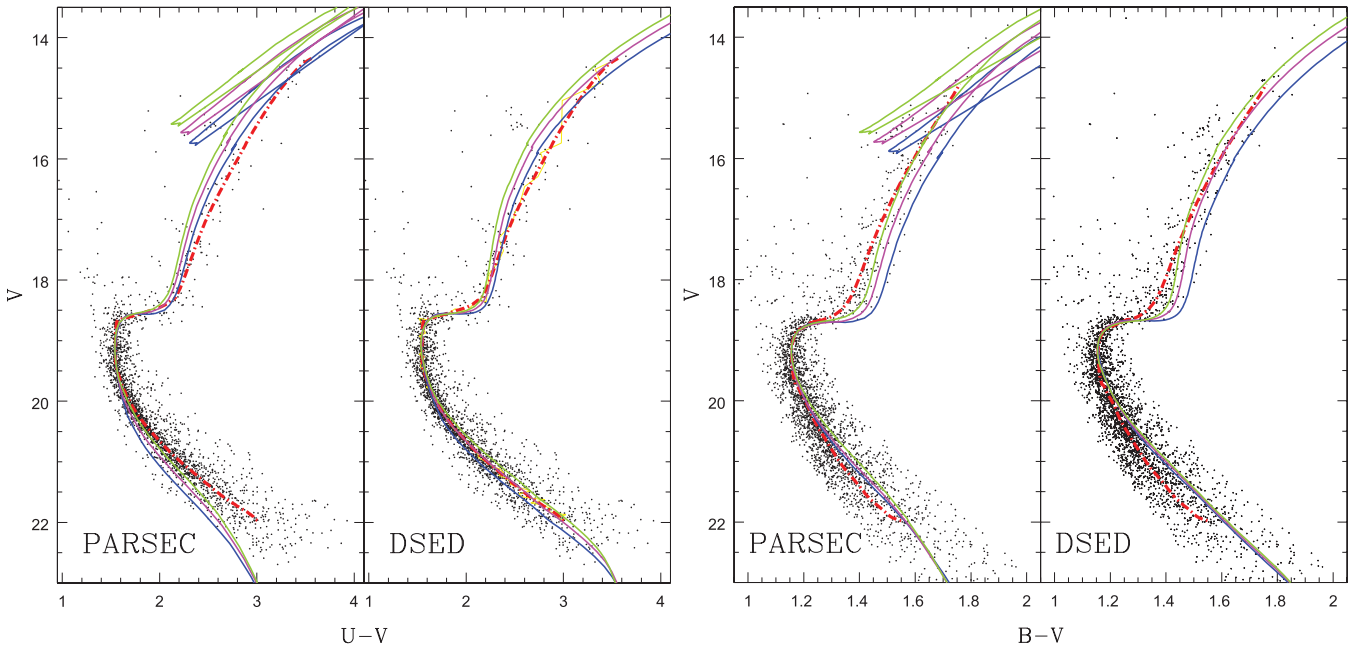
Pietrinferni et al. (2009) argues that if the total CNO abundance is the same as in the reference  $\alpha$ -enhanced composition, one can safely use  $\alpha$ -enhanced isochrones to represent GC subpopulations affected by CNONa anticorrelations. To take Pietrinferni et al. (2009) arguments into account, we performed the fitting of DSED models with different values of  $\alpha$ -enhancement, but no improvement in the isochrone fittings were found.

## 5.2 Total to selective extinction ratio

For a precise distance, we must take the interstellar reddening into account. So, we determined  $R_V$  for NGC 6366, by applying the method developed by Ducati et al. (2003) with stars belonging to the cluster itself. With this method, it is possible to determine simultaneously the total absorption  $A_V$  and the relative  $R_V$  from the fit of the extinction law by Cardelli et al. (1989) to the photometry of the stars.

To perform this analysis, we used NGC 6366 stars with  $UBVRI$  data from Stetson standard stars and  $JK$  data from the DENIS third release. Then, we classified the stars as members of NGC 6366 by building the CMD in different colours. Each star that consistently occurs in the cluster evolutionary sequence in all CMDs, within the photometric uncertainties, is considered a cluster member. To classify the spectral type of the stars, we used Alonso, Arribas & Martínez-Roger (1999) tables of the effective temperature of giant stars (F0–K5) for different colours, taking metallicity into account, considering all the range of uncertainties of NGC 6366 ( $0.65 < E(B - V) < 0.73$  and  $-1.0 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0.50$ ). Since Alonso et al. (1999) tables are only for giant stars, we used only RGB stars in our analysis, and our sample ended up with 29 stars.

We applied the method developed by Ducati et al. (2003), fitting the extinction curves to the colours of member stars, obtaining  $R_V = 3.06 \pm 0.14$  for NGC 6366. This value is comparable



**Figure 5.** Same as Fig. 4 for SOAR data. The uncertainties do not decrease when we fit simultaneous colours, because a single model does not fit the three colours simultaneously.

to the mean value for the Galaxy of Wegner (1993), but it was determined with stars from the cluster itself, and represents the integral extinction through the line of sight all the way to the cluster.

## 6 RESULTS AND CONCLUSIONS

We show that DSED models lead to a better fit to the data than PARSEC, specially in the SGB and the low main sequence, possibly related to the equation of state adopted by Dotter et al. (2008) for stars with low mass and the opacity tables for cooler stars.

The mean value of the differential reddening that we found in an area covering  $3 \times 3 \text{ arcmin}^2$  ( $\langle \delta E(B - V) \rangle = 0.055 \pm 0.018$ ) is close to the estimate by Alonso et al. (1997) covering  $12.2 \times 12.2 \text{ arcmin}^2$  ( $\delta E(B - V) \sim 0.03$ ), but our method takes the difference between each cell in the cluster into account, and shifts these stars to the mean diagram along the reddening vector; while Alonso et al. (1997) calculated the fiducial lines for four halves of the cluster (i.e. northern, southern, eastern and western halves) and, then compared the resulting lines on the CMD, finding that there is no difference between the mean lines of the west and east, but stars at the north are fainter and redder than stars in the south.

We also determined the total to selective reddening ratio for NGC 6366, finding  $R_V = 3.06 \pm 0.14$ , determined with probable member stars. With that, we estimated the relations  $E(B - V) = 1.02E(F606W - F814W)$  and  $E(B - V) = 0.57E(U - V)$  using Cardelli et al. (1989), and determined foreground reddening, distance and age of NGC 6366 as

$$E(B - V) = 0.69 \pm 0.02(\text{int}) \pm 0.04(\text{ext});$$

$$d = [3.82 \pm 0.15(\text{int}) \pm 0.01(\text{ext})] \text{ kpc};$$

Age =  $11.00 \pm 1.15 \text{ Gyr}$ ; where ‘int’ means internal uncertainties, i.e. the uncertainties related to the measurements and calibrations; and ‘ext’ the external ones, i.e. those related to the model fittings.

Our values of age, distance and foreground reddening for NGC 6366 seem to agree with the recent determinations of Sarajedini et al. (2007) and Paust et al. (2009), but our quoted values of the uncertainties in the parameters are larger. However, unlike previous authors, we consider all terms of uncertainty in all the steps, including the  $R_V$  determination with member stars, not the mean value of the Galaxy, as commonly used to determine the parameters of GCs. Another important point is that we take the effect of uncertainties due to the models into account, through the fit to multiple colours.

The age determined for NGC 6366 in our analysis could be overestimated if the cluster is CNO enhanced. However, so far there is no C+N+O determination for this cluster. Our results could be affected by the presence of multiple populations, detected by Monelli et al. (2013) with a new photometric index  $c_{U,B,I} = (U - B) - (B - I)$  in NGC 6366’s RGB.

One important conclusion is that isochrone fit uncertainties to NGC 6366 do not decrease when we use multiple colours, because a single model does not fit the three colours simultaneously. Clearly, models fail to reproduce the observed evolutionary sequences of NGC 6366 (especially for the low- $T_{\text{eff}}$  stars) in CMDs built with photometry obtained with different instrumentation such as SOAR and ACS/HST, even if we fit isochrone models with  $\alpha$ -enhancement. This indicates that isochrone models still have problems that remain unsolved, possibly convection, opacity tables, bolometric corrections and colour-effective temperature relations.

With this work, we determined realistic uncertainties in the parameters of NGC 6366. This kind of analysis must be extended to other GCs for a more precise determination of fundamental parameters of the Galaxy.

## ACKNOWLEDGEMENTS

We thank an anonymous referee for important comments and suggestions. Partial financial support for this research comes from CNPq and PRONEX-FAPERGS/CNPq (Brazil). HST data used in



this paper were directly obtained from *The ACS Globular Cluster Survey*: [http://www.astro.ufl.edu/~ata/public\\_hstgc/](http://www.astro.ufl.edu/~ata/public_hstgc/).

## REFERENCES

- Alonso A., Salaris M., Martínez-Roger C., Straniero O., Arribas S., 1997, *A&A*, 323, 374
- Alonso A., Arribas S., Martínez-Roger C., 1999, *A&AS*, 140, 261
- Barbuy B., Bica E., Ortolani S., 1998, *A&A*, 333, 117
- Bica E., Bonatto C., Barbuy B., Ortolani S., 2006, *A&A*, 450, 105
- Bolte M., Hogan C. J., 1995, *Nat*, 376, 399
- Bonatto C., Campos F., Kepler S. O., 2013, *MNRAS*, submitted
- Borsenberger J., de Batz B., Derriere S., Mamon G., Omont A., Paturel G., Simon G., Vaughin I., 2006, *Proc. of the Conf., Visions for Infrared Astronomy, Instrumentation, Measure, Métrologie*, Vol. 6. Lavoisier, p.135
- Bressan A., Marigo P., Girardi L., Salasnich B., Dal Cero C., Rubele S., Nanni A., 2012, *MNRAS*, 427, 127
- Bressan A., Marigo P., Girardi L., Nanni A., Rubele S., 2013, in Montalbán J., Noels A., Van Grootel V., eds, 40th Liège Int. Astrophys. Colloq. Vol. 43, Ageing Low Mass Stars: From Red Giants to White Dwarfs
- Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S., 1989, *ApJ*, 345, 245
- Cassisi S., Salaris M., Castelli F., Pietrinferni A., 2004, *ApJ*, 616, 498
- Cordier D., Pietrinferni A., Cassisi S., Salaris M., 2007, *AJ*, 133, 468
- D'Antona F., Stetson P. B., Ventura P., Milone A. P., Piotto G., Caloi V., 2009, *MNRAS*, 399, 151
- Da Costa G. S., Armandroff T. E., 1995, *AJ*, 109, 2533
- Da Costa G. S., Seitzer P., 1989, *AJ*, 97, 405
- Dotter A., Chaboyer B., Jevremovi D., Baron E., Ferguson J. W., Sarajedini A., Anderson J., 2007a, *AJ*, 134, 376
- Dotter A., Chaboyer B., Ferguson J. W., Lee H., Worthey G., Jevremovi D., Baron E., 2007b, *ApJ*, 666, 403
- Dotter A., Chaboyer B., Jevremovi D., Kostov V., Baron E., Ferguson J. W., 2008, *ApJS*, 178, 89
- Dotter A. et al., 2010, *ApJ*, 708, 698
- Ducati J. R., Ribeiro D., Rembold S. B., 2003, *ApJ*, 588, 344
- Epchtein N. et al., 1999, *A&A*, 349, 236
- Ghez A. M. et al., 2008, in Jin W., Platais I., Perryman M. A. C., eds, *Proc. IAU Symp. 248, A Giant Step: From Milli- to Micro-Arcsecond Astrometry*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 52
- Girardi L., Bressan A., Bertelli G., Chiosi C., 2000, *A&AS*, 141, 371
- Harris H. C., 1993, *AJ*, 106, 604
- Harris W. E., 1996, *AJ*, 112, 1487
- Hartwick F. D. A., 1968, *ApJ*, 154, 475
- Hendricks B., Stetson P. B., VandenBerg D. A., Dall'Ora M., 2012, *AJ*, 144, 25
- Jofré M., Weiss C. J., 2011, *A&A*, 533, A59
- Johnson H. R., Mould J. R., Bernat A. P., 1982, *ApJ*, 258, 161
- Marín-Franch A. et al., 2009, *ApJ*, 694, 1498
- Marino A. F. et al., 2011, *A&A*, 532, 8
- Marino A. F. et al., 2012, *ApJ*, 746, 14
- Mathis S. M., 1990, *A&A*, 28, 37
- Merritt D., Milosavljević M., 2005, *Living Rev. Relativ.*, 8, 8
- Milone A. P. et al., 2012a, *ApJ*, 744, 58
- Milone A. P. et al., 2012b, *A&A*, 540, 16
- Monelli M. et al., 2013, *MNRAS*, 431, 2126
- Paust N. E. Q. et al., 2009, *AJ*, 137, 246
- Pietrinferni A., Cassisi S., Salaris M., Castelli F., 2004, *ApJ*, 612, 168
- Pietrinferni A., Cassisi S., Salaris M., Castelli F., 2006, *ApJ*, 642, 797
- Pietrinferni A., Cassisi S. M., Salaris Percival S., Ferguson J. W., 2009, *ApJ*, 697, 275
- Pike C. D., 1976, *MNRAS*, 177, 257
- Rosenberg A., Saviane I., Aparicio A., Piotto G., 1999, *AJ*, 118, 2306
- Rosenberg A., Aparicio A., Saviane I., Piotto G., 2000, *A&AS*, 145, 451
- Salaris M., Weiss A., 2002, *A&A*, 388, 492
- Sarajedini A. et al., 2007, *AJ*, 133, 1658
- Schiavon R. P. et al., 2012, *AJ*, 143, 121
- Stetson P. B., 1987, *PASP*, 99, 191
- Stetson P. B., 2000, *PASP*, 112, 925
- Stetson P. B., 2005, *PASP*, 117, 563
- VandenBerg D. A., Bergbusch P. A., Dowler P. D., 2006, *ApJS*, 162, 375
- Wegner W., 1993, *Acta Astron.*, 43, 209
- Yi S. K., Kim Y.-C., Demarque P., 2003, *ApJS*, 144, 259
- Yi S. K., Demarque P., Kim Y.-C., 2004, *Ap&SS*, 291, 261
- Zinn R., 1985, *ApJ*, 293, 424
- Zinn R., West M. J., 1984, *ApJS*, 55, 45

This paper has been typeset from a  $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$  file prepared by the author.

# Mapping the differential reddening in globular clusters<sup>\*</sup>

C. Bonatto<sup>1</sup>, Fabíola Campos<sup>1</sup> and S.O. Kepler<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Departamento de Astronomia, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Av. Bento Gonçalves 9500 Porto Alegre 91501-970, RS, Brazil*

16 July 2013

## ABSTRACT

We build differential-reddening maps for 66 Galactic globular clusters (GCs) with archival HST WFC/ACS F606W and F814W photometry. Because of the different GC sizes (characterised by the half-light radius  $R_h$ ) and distances to the Sun, the WFC/ACS field of view ( $200'' \times 200''$ ) coverage ( $R_{obs}$ ) lies in the range  $1 \lesssim R_{obs}/R_h \lesssim 15$  for about 85% of the sample, with about 10% covering only the inner ( $R_{obs} \lesssim R_h$ ) parts. We divide the WFC/ACS field of view across each cluster in a regular cell grid, and extract the stellar-density Hess diagram from each cell, shifting it in colour and magnitude along the reddening vector until matching the mean diagram. Thus, the maps correspond to the internal dispersion of the reddening around the mean. Depending on the number of available stars (i.e. probable members with adequate photometric errors), the angular resolution of the maps range from  $\approx 7'' \times 7''$  to  $\approx 20'' \times 20''$ . We detect spatially-variable extinction in the 66 globular clusters studied, with mean values ranging from  $\langle \delta E(B - V) \rangle \approx 0.018$  (NGC 6981) up to  $\langle \delta E(B - V) \rangle \approx 0.16$  (Palomar 2). Differential-reddening correction decreases the observed foreground reddening and the apparent distance modulus but, since they are related to the same value of  $E(B - V)$ , the distance to the Sun is conserved. Fits to the mean-ridge lines of the highly-extincted and photometrically scattered globular cluster Palomar 2 show that age and metallicity also remain unchanged after the differential-reddening correction, but measurement uncertainties decrease because of the reduced scatter. The lack of systematic variations of  $\langle \delta E(B - V) \rangle$  with both the foreground reddening and the sampled cluster area indicates that the main source of differential reddening is interstellar.

**Key words:** (*Galaxy:*) globular clusters: general

## 1 INTRODUCTION

Spatially-variable extinction, or differential reddening (hereafter DR), occurs in all directions throughout the Galaxy and is also present across the field of view of most globular clusters (GCs). By introducing non-systematic confusion in the actual colour and magnitude of member stars located in different parts of a GC, it leads to a broadening of evolutionary sequences in the colour-magnitude diagram (CMD). Thus, together with significant photometric scatter, unaccounted-for DR hampers the detection of multiple-population sequences and may difficult the precise determination of fundamental parameters, especially the age, metallicity and distance of GCs.

Over the years, several approaches have been used to map DR across the field of particular GCs, mostly focusing on rather restricted stellar evolutionary stages of the CMD. A rather comprehensive review of early works can be found in Alonso-García et al. (2011, 2012). More recently, Milone et al. (2012a) study the DR of 59 GCs observed with the Hubble Space Telescope (HST) WFC/ACS. Their method involves defining a fiducial line for the main-sequence (MS) and measuring the displacement (along the reddening vector) in apparent distance modulus and colour for all MS stars. This correction proved to be important for a better characterization of multiple sub-giant branch populations in NGC 362, NGC 5286, NGC 6656, NGC 6715, and NGC 7089 (Piotto et al. 2012). Alonso-García et al. (2011, 2012) search for DR in several GCs observed with the Magellan 6.5m telescope and HST. Their approach is similar to that of Milone et al. (2012a) but, instead of restricting to the MS, they build a mean ridge line (MRL) for most of the evolutionary stages expected of GC stars. Along similar lines, Masari et al. (2012) use HST WFC/ACS photometry to esti-

<sup>\*</sup> Based on observations with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained at the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA, Inc., under NASA contract NAS5-26555, under programs GO-10775 (PI: A. Sarajedini) and GO 11586 (PI: A. Dotter).

mate the DR in the highly-extincted stellar system Terzan 5, which presents an average (mostly foreground) colour excess of  $E(B - V) = 2.38$ . They build a regular grid of  $25 \times 25$  cells across the field of view of Terzan 5 and search for spatial variations, with respect to the bluest cell, in the mean colour and magnitude of MS stars extracted within each cell. The cell to cell differences in the mean (apparent distance modulus and colour) values are entirely attributed to internal reddening variations, which they find to reach a dispersion of  $E(B - V) \sim 0.67$  around the mean.

In the present paper we use archival HST WFC/ACS data to estimate the differential reddening in a large sample of Galactic GCs. Our approach incorporates some of the features of the previous works, while including others that we propose to represent improvements. For instance, we use all the evolutionary sequences present in the CMD of a GC, take the photometric uncertainties explicitly into account, and exclude obvious non-member stars to build the Hess diagram. Thus, instead of defining a fiducial line, we use the actual stellar density distribution present in the Hess diagram of all stars as the template against which internal reddening variations are searched for. In short, we divide the on-the-sky projected stellar distribution in a spatial grid, extract the CMD of each cell, convert it into the Hess diagram, and find the reddening value that leads to the best match of this cell with the template Hess diagram. The final product is a DR map with a projected spatial resolution directly related to the number of stars available in the image. This, in turn, can be used to obtain the DR-corrected CMD.

This paper is organised as follows: in Sect. 2 we briefly discuss the data and the photometric cuts applied. In Sect. 3 we describe the approach adopted. In Sect. 4 we discuss the results for the GC sample. Concluding remarks are given in Sect. 5.

## 2 THE GC SAMPLE

Most of the GCs focused here are part of the HST WFC/ACS sample obtained under program number GO 10775, with A. Sarajedini as PI, which guarantees some uniformity on data reduction and photometric quality. GO 10775 is a HST Treasury project in which 66 GCs were observed through the F606W and F814W filters. For symmetry reasons, we work only with GCs centred on the images. Also, for statistical reasons (Sect. 3), our approach requires a minimum of  $\sim 3000$  stars (probable members with adequate colour uncertainty) available in the CMD. Both restrictions reduced the sample to 60 GCs. In addition, we include the 6 GCs (Pyxis, Ruprecht 106, IC 4499, NGC 6426, NGC 7006, and Palomar 15) observed with WFC/ACS under program GO 11586, with A. Dotter as PI. These 6 GCs satisfy our symmetry/number of stars conditions. Further details on the observations and data reduction are in Milone et al. (2012a) and Dotter, Sarajedini & Anderson (2011), respectively for both samples. The final sample contains 66 GCs.

The field of view of WFC/ACS is  $\approx 200'' \times 200''$ , which implies that, depending on the GC distance and intrinsic size, different fractions of the angular distribution of cluster stars are covered by the observations. We characterize this effect by measuring the ratio between the maximum

separation reached by WFC/ACS ( $\approx 100''$ ) computed at the GC distance and its half-light radius (taken from the 2010 update of Harris 1996 - hereafter H10),  $\beta \equiv R_{obs}/R_h$ . The results are given in Table 1. A first-order analysis of the structural parameters in H10 shows that the tidal and half-light radii relate linearly as  $R_t \sim 10 R_h$ . Thus, in most cases we are sampling the very inner GC parts, since  $\approx 10\%$  of our sample has  $\beta \leq 1$ , such as in the case of NGC 6397 and NGC 6656; most of the sample,  $\approx 85\%$ , lies in the range spanned by  $1 \leq \beta \leq 15$ , with 4 GCs (NGC 4147, Palomar 15, Palomar 2, NGC 7006) reaching higher coverage levels.

Still regarding the photometric quality, Anderson et al. (2008) show that unmodelable PSF variations introduce a slight shift in the photometric zero point as a function of the stars location in the field. The shifts cancel out when large areas are considered, but may be as large as  $\pm 0.02$  mag in colour when comparing stars extracted from different, small areas across the field of GCs. In addition, they note that this residual variation is very hard to distinguish from actual spatially-variable reddening. We'll return to this point in Sect. 4.

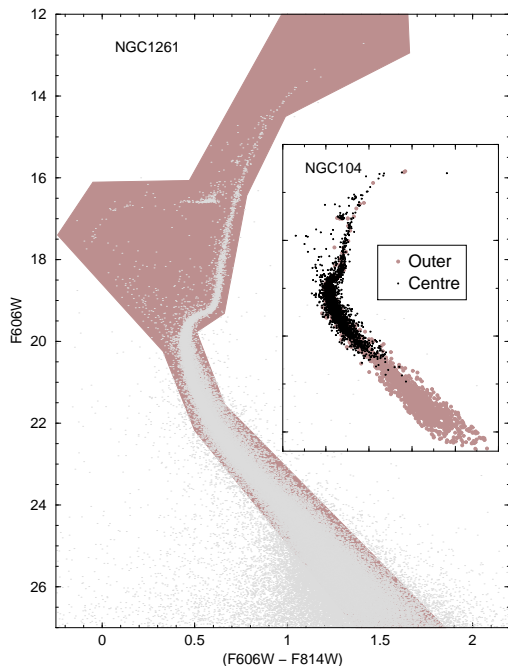
Galactic GCs suffer from varying fractions of field-star contamination (Milone et al. 2012a). Since comparison fields obtained with the same instrumentation are not available, we minimise non-member contamination in our analysis by applying colour-magnitude filters to exclude obvious field stars. These filters are designed to exclude stars with colour and/or magnitude clearly discordant from those expected of GC stellar evolutionary sequences. For high-quality photometry, these filters are more significant for fainter stars. We designed filters for each GC individually, respecting particularities associated with the CMD morphology (e.g. the presence of a blue horizontal branch or a red clump, blue stragglers, etc.) and photometric uncertainties. A typical example of such a filter is shown in Fig. 1 for NGC 1261.

Despite the high quality of the sample, photometric uncertainties, which increase towards fainter magnitudes, may lead to a significant broadening of the lower main sequence. Thus, as an additional photometric quality control, we discard any star with colour uncertainty ( $\sigma_{col}$ ) higher than a given threshold ( $\sigma_{max}$ ). For statistical reasons, we work with  $\sigma_{col}$  between 0.2 and 0.4 mag, lower for GCs with a high number of available stars ( $\gtrsim 2 \times 10^5$ ) and increasing otherwise. Depending on the photometric quality and the amount of field-star contamination, the colour-magnitude filter combined to the  $\sigma_{col}$  criterion exclude, on average,  $\sim 15 - 40\%$  of the stars originally available in the CMDs. Parameters of the GC sample are given in Table 1, where the Galactic coordinates and the foreground reddening are taken from H10.

## 3 THE ADOPTED APPROACH

The underlying concept is that, if DR is non negligible, CMDs extracted in different parts of a GC would be similar to each other but shifted along the reddening vector by an amount proportional to the relative extinction between the regions. In this sense, minimization of the differences by matching the CMDs can, in principle, be used to search for the extinction values affecting different places of a GC.

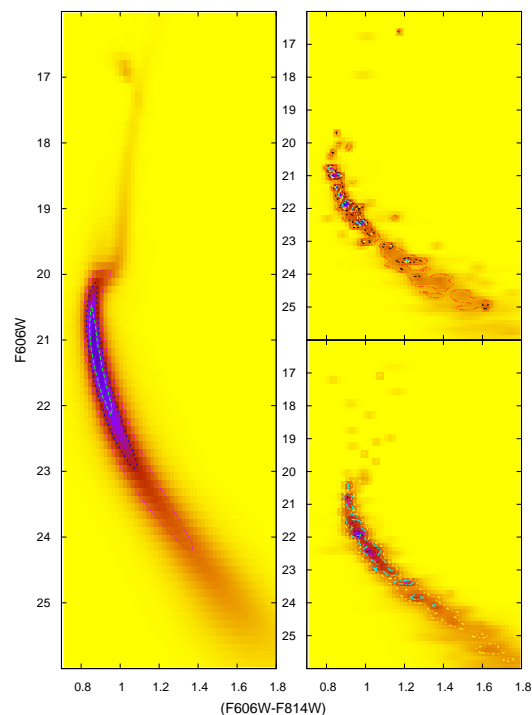
Obviously, differences between CMDs extracted from



**Figure 1.** Example of a colour-magnitude filter (shaded polygon) used to minimize field contamination on NGC 1261. The inset shows morphological differences in CMDs extracted from the relatively crowded centre and an outer region of NGC 104.

various parts of the same GC are expected to occur either by dynamical evolution (e.g. mass/luminosity segregation), by the presence of multiple populations (e.g. Milone et al. 2012b and references therein), or by observational limitations (e.g. crowding tends to produce a deficiency of faint stars in the central parts of a GC with respect to the outer parts). For instance, the latter effect is clearly illustrated by the CMDs of NGC 104 extracted at the relatively crowded centre and in a ring  $\sim 100''$  away from it (inset of Fig. 1), a sparser region that allows detection of fainter stars. Then, a direct comparison between a central and an outer CMD might come up with differences that could be erroneously interpreted as DR. Thus, to minimize effects unrelated to DR, CMDs extracted in different parts of a GC are compared to the mean CMD. Specifically, the mean CMD contains all the WFC/ACS image stars that remain after we apply our photometric criteria (Sect. 2). Statistically, the mean CMD displays the spatially-averaged colour and magnitude properties of a GC, weighted according to the number of stars in each region. In this sense, variations detected among CMDs extracted in different parts of a GC should reflect the dispersion of reddening around the mean value. In addition, since the mean CMD contains the highest (with respect to the partial CMDs) number of stars, this procedure maximizes the statistical significance of the CMD comparison.

However, the direct comparison between CMDs may also introduce some additional problems. Among these, we



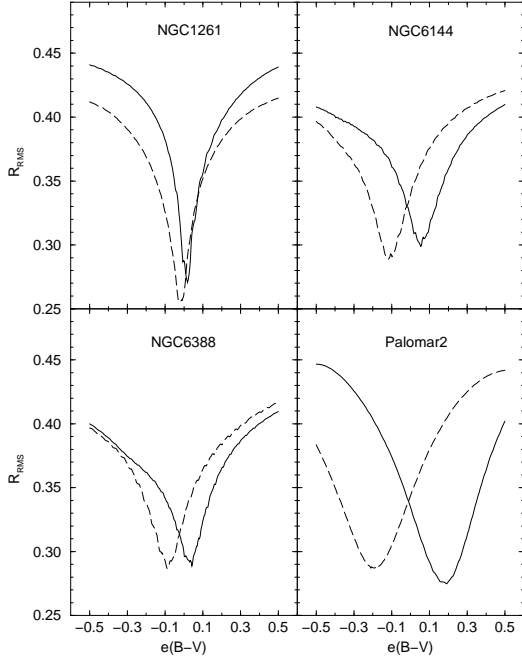
**Figure 2.** The bluest (top-right panel) and reddest (bottom-right) Hess diagrams of NGC 6388 are compared to the mean (observed) one (left). The difference in reddening between both amounts to  $\delta E(B - V) = 0.133$ .

call attention to the discreteness associated with CMDs (especially those built with a small number of stars) and the remaining photometric uncertainties (see Sect. 2). To minimize these effects, we work with the (rather continuous) Hess diagram<sup>1</sup>.

Photometric uncertainties - which are assumed to be Normally distributed - are taken into account when building the Hess diagrams. Formally, if the magnitude (or colour) of a given star is given by  $\bar{x} \pm \sigma$ , the probability of finding it at a specific value  $x$  is given by  $P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^2}$ . Thus, for each star we compute the fraction of the magnitude and colour that occurs in a given bin of a Hess diagram, which corresponds to the difference of the error functions computed at the bin borders; by definition, the sum of the density over all Hess bins is the number of input stars. Since we are comparing cells with unequal numbers of stars, the corresponding Hess diagrams are normalized to unity, so that differences in number counts do not introduce biases into the analysis.

Then, the on-the-sky stellar distribution of the remaining stars ( $N_{CMD}$ ) is divided in a grid of cells with a dimension that depends on the number of stars, and the CMD of each cell is extracted and converted into a Hess diagram. As an additional quality constraint, we only com-

<sup>1</sup> Hess diagrams show the relative density of occurrence of stars in different colour-magnitude cells of the CMD (Hess 1924).

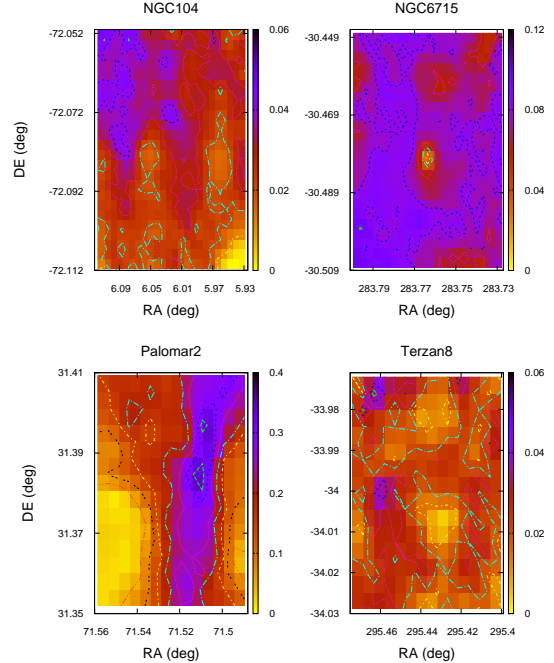


**Figure 3.** Convergence pattern ( $R_{rms}$  as a function of  $e(B - V)$ ) computed for the bluest (solid line) and reddest (dashed) cells of selected GCs.

pute DR for cells having a number of stars higher than a minimum value  $N_{min}$ . After some tests, we settled for the range  $50 \leq N_{min} \leq 150$ , higher for the GCs with more stars available. The spatial grid dimensions range from  $30 \times 30$  to  $10 \times 10$ , with resolution increasing with the number of stars. Consequently, the angular resolution of the DR maps range from  $\approx 7'' \times 7''$  to  $\approx 20'' \times 20''$ . Grid resolution,  $N_{min}$ ,  $\sigma_{max}$ , and  $N_{CMD}$ , are listed in Table 1 for all GCs. Finally, we search for the optimum value of  $\delta E(B - V)$  that leads to the best match between the Hess diagram of a cell and that of the whole distribution. The reddening vector has axes with amplitudes corresponding to the absorption relations  $A_{F606W} = 2.86\delta E(B - V)$  and  $A_{F814W} = 1.88\delta E(B - V)$ , derived according to Cardelli, Clayton & Mathis (1989) for a G2V star.

Part of this process is illustrated in Fig. 2, in which the Hess diagrams of the bluest and reddest cells of NGC 6388 are compared to the overall/mean one. Except for the evolved sequences (and the relative stellar density), the bluest and reddest cell diagrams have similar morphologies, differing somewhat in magnitude and colour.

As discussed above, our approach assumes that DR plays the dominant role in producing variations such as those in Fig. 3 among CMDs extracted in different regions of the same GC. Consequently, this reduces the problem to searching for a single parameter, namely the internal colour excess  $\delta E(B - V)$  difference between regions. We achieve this by minimising the root mean squared residuals ( $R_{rms}$ ) between the mean ( $\bar{H}$ ) Hess diagram and that extracted from a given



**Figure 4.** Differential-reddening maps of NGC 104, NGC 6715, Palomar2 and Terzan 8. The range of values of  $\delta E(B - V)$  is shown by the vertical bars.

cell ( $H_c$ ), each composed of  $n$  and  $m$  colour and magnitude bins, where

$$R_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N_c} \sum_{i,j=1}^{n,m} \frac{[\bar{H}(i,j) - H_c(i,j)]^2}{[\bar{H}(i,j) + H_c(i,j)]}}. \quad (1)$$

The sum is restricted to non-empty Hess bins, and the normalisation by the total density in each bin gives a higher weight to the more populated bins<sup>2</sup>. Finally, the squared sum is divided by the number of stars in the cell, which makes  $R_{rms}$  dimensionless, and preserves the number statistics when comparing the convergence pattern for cells with unequal numbers of stars. All things considered, the relative weight that each evolutionary sequence has in the analysis is proportional to the respective Hess stellar density, roughly the number of stars it contains.

To minimise  $R_{rms}$  we use the global optimisation method known as adaptive simulated annealing (ASA), because it is relatively time efficient, robust and capable of finding the optimum minimum (e.g. Goffe, Ferrier & Rogers 1994; Bonatto, Lima & Bica 2012; Bonatto & Bica 2012). Since the CMD cells may be somewhat bluer or redder than the mean one, the search starts with the parameter  $e(B - V)$  being free to vary between  $-0.5$  and  $+0.5$ . The initial trial

<sup>2</sup> In Poisson statistics, where the uncertainty of a measurement  $\mathcal{N}$  is  $\sigma = \sqrt{\mathcal{N}}$ , our definition of  $R_{rms}$  is equivalent to the usual  $\chi^2$ .

point is randomly selected within this range and the starting value of  $R_{rms}$  is computed. Then ASA takes a step by changing the initial parameter, and a new value of  $R_{rms}$  is evaluated. Specifically, this implies that all stars in the cell have their colour and magnitude changed according to the new value of  $e(B - V)$ . By definition, any  $R_{rms}$ -decreasing (downhill) move is accepted, with the process repeating from this new point. Uphill moves may also be taken, with the decision made by the Metropolis (Metropolis et al. 1953) criterion, which enables ASA to escape from local minima. Variation steps become smaller as the minimisation is successful and ASA approaches the global minimum.

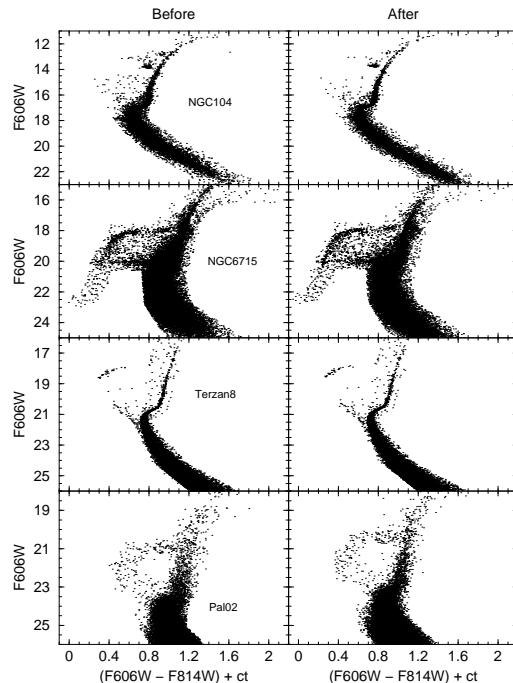
We illustrate the convergence pattern ( $R_{rms}$  as a function of  $e(B - V)$ ) for the bluest and reddest cells of some representative GCs in Fig. 3. Regardless of the number of available GC stars, low for NGC 6144 ( $\sim 2 \times 10^4$ ) and higher for Palomar 2 ( $\sim 4.2 \times 10^4$ ), NGC 1261 ( $\sim 8.4 \times 10^4$ ), and NGC 6388 ( $\sim 2.7 \times 10^5$ ), the  $R_{rms}$  shape is similar, presenting a conspicuous and rather deep minimum, which is easily retrieved by our approach.

## 4 RESULTS

The first step is to compute  $e(B - V)$ , the internal difference in  $E(B - V)$  of all cells with respect to the mean Hess diagram. Once the bluest cell is identified, we compute its difference in  $e(B - V)$  with respect to the other cells, thus giving rise to the actual distribution of DR values  $\delta E(B - V)$  in a given GC. Cells having a number of stars lower than  $N_{min}$  (usually those lying at the image borders) are attributed a  $\delta E(B - V)$  corresponding to the average among the nearest neighbour cells. Finally, the colour and magnitude of all stars in a cell are corrected for the corresponding  $\delta E(B - V)$ , a process that is repeated for all cells in the grid. What emerges from this procedure is the corresponding DR map, such as those illustrated in Fig. 4, and the DR-corrected CMDs (e.g. Fig. 5).

Our approach computes colour shifts among stars extracted from different regions across the GCs. Thus, before proceeding into the analysis, we have to consider the potential effects of unaccounted-for zero-point variations across the respective fields. As discussed in Anderson et al. (2008), stars extracted from wide-apart regions may present a difference in colour (related to zero-point variation) of  $\Delta(F_{606W} - F_{814W}) \leq 0.04$ , which our approach would take as a difference in reddening of  $\delta E(B - V) \leq 0.04$ . Correction for this residual zero-point variation would require having access to a detailed map of the shifts for all GCs in Table 1. Since this information is not available, in what follows we either call attention to or exclude from the analysis the GCs in which colour shifts due to zero-point variation may dominate over differential reddening.

The DR maps shown in Fig. 4 are typical among our GC sample. They show that extinction may be patchy (as in the centre of NGC 6715) and scattered (as across Terzan 8), rather uniform (as in Palomar 2, where it is apparently distributed as a thin dust cloud lying along the north-south direction), or somewhat defining a gradient (like in NGC 104). However, most of the cells in NGC 104 have  $\delta E(B - V) \leq 0.04$  (Table 1 and Fig. 6), which suggests that



**Figure 5.** CMDs of selected GCs before (left panels) and after (right) differential-reddening correction. For visualization purposes, arbitrary shifts have been applied to the colour axis.

most of the colour pattern across its field is extrinsic, probably related to the zero-point variation.

Turns out that our approach is capable of detecting some measurable amount of DR in the 66 GCs dealt with in this paper. To summarize this point, we show in Fig. 6 the distribution function (DF) of the  $\delta E(B - V)$  measured over all cells of selected GCs, from which the mean and maximum DR values,  $\langle \delta E(B - V) \rangle$  and  $\delta E(B - V)_{max}$ , can be measured. Some GCs, like NGC 104, NGC 2808, NGC 5286, and NGC 6715, have roughly log-normal DFs, while in others like Palomar 2, the DFs are flat and broad. The majority (67%) of the GCs have the mean DR characterized by  $\langle \delta E(B - V) \rangle \lesssim 0.04$  (a range of values that may be mostly related to zero-point variations), with the highest value  $\langle \delta E(B - V) \rangle = 0.161$  occurring in Palomar 2. Regarding the maximum DR value, 67% of the GCs have  $\delta E(B - V)_{max} \lesssim 0.09$ , with the highest  $\delta E(B - V)_{max} = 0.375$  again in Palomar 2. For a more objective assessment of the range of  $\delta E(B - V)$  occurring in the GCs, we give in Table 1 the average and maximum values of  $\delta E(B - V)$  found for each GC.

By construction, when our approach corrects a CMD cell by the corresponding DR value, it shifts both the colour and magnitude of all stars in the cell towards smaller values of apparent distance modulus and colour excess. Thus, the correction brings together the cell's photometric scatter that, after applying to all cells, makes the blue and red CMD ridges somewhat bluer. We note that this same effect

**Table 1.** General properties and derived parameters of the GC sample

GC	$\ell$	$b$	$\beta$	$n_{RA} \times n_{DE}$	$N_{min}$	$\sigma_{max}$	$N_{CMD}$	$E(B-V)$	$\langle \delta E(B-V) \rangle$	$\delta E(B-V)_{max}$
(1)	( $^{\circ}$ )	( $^{\circ}$ )	(4)	(cells)	(stars)	(mag)	( $10^4$ stars)	(mag)	(mag)	(mag)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
NGC 6441	353.53	-5.01	10	30 × 30	150	0.2	28.6	0.47	0.069 ± 0.036	0.175
NGC 6388	345.56	-6.74	9.0	25 × 25	150	0.2	27.0	0.37	0.047 ± 0.019	0.133
NGC 5139	309.10	14.97	0.5	30 × 30	150	0.2	26.9	0.12	0.028 ± 0.009	0.050
NGC 2808	282.19	-11.25	6.0	30 × 30	150	0.2	25.8	0.22	0.028 ± 0.011	0.068
NGC 6715	5.61	-14.09	15	25 × 25	150	0.2	23.4	0.15	0.077 ± 0.010	0.101
NGC 7089	53.37	-35.77	5.4	25 × 25	150	0.2	20.9	0.06	0.032 ± 0.009	0.055
NGC 7078	65.01	-27.31	5.2	25 × 25	150	0.2	19.9	0.10	0.032 ± 0.014	0.065
NGC 5024	332.96	79.76	6.8	25 × 25	150	0.2	19.9	0.02	0.030 ± 0.009	0.068
NGC 5286	311.61	10.57	8.0	25 × 25	125	0.3	17.6	0.24	0.061 ± 0.017	0.112
NGC 5272	42.22	78.71	2.2	25 × 25	150	0.3	15.0	0.01	0.031 ± 0.009	0.063
NGC 104	305.89	-44.89	0.7	25 × 25	125	0.3	14.8	0.04	0.028 ± 0.009	0.051
NGC 6205	59.01	40.91	2.1	25 × 25	125	0.3	13.9	0.02	0.026 ± 0.009	0.054
NGC 5986	337.02	13.27	5.3	25 × 25	150	0.3	13.6	0.28	0.048 ± 0.022	0.111
NGC 6341	68.34	34.86	4.1	25 × 25	125	0.3	12.3	0.02	0.030 ± 0.010	0.064
NGC 1851	244.51	-35.03	11	25 × 25	125	0.3	12.0	0.02	0.025 ± 0.010	0.054
NGC 6093	352.67	19.46	8.2	23 × 23	100	0.3	11.3	0.18	0.039 ± 0.015	0.078
NGC 362	301.53	-46.25	5.2	23 × 23	100	0.3	10.5	0.05	0.032 ± 0.009	0.056
NGC 5904	3.86	46.80	2.1	23 × 23	100	0.3	10.3	0.03	0.033 ± 0.009	0.068
NGC 6541	349.29	-11.19	3.5	23 × 23	100	0.3	10.1	0.14	0.033 ± 0.017	0.092
NGC 1261	270.54	-52.12	11	23 × 23	100	0.3	8.4	0.01	0.024 ± 0.008	0.049
NGC 5927	326.60	4.86	3.5	23 × 23	100	0.3	8.4	0.45	0.059 ± 0.031	0.169
NGC 6656	9.89	-7.55	0.5	23 × 23	100	0.3	8.3	0.34	0.047 ± 0.018	0.100
NGC 6304	355.83	5.38	2.1	20 × 20	100	0.2	7.3	0.54	0.047 ± 0.020	0.109
NGC 6779	62.66	8.34	4.3	23 × 23	80	0.3	6.9	0.26	0.052 ± 0.018	0.093
NGC 7099	27.18	-46.84	3.9	20 × 20	80	0.3	6.0	0.03	0.030 ± 0.010	0.064
NGC 6934	52.10	-18.89	11	20 × 20	80	0.3	5.9	0.10	0.031 ± 0.012	0.069
NGC 4833	303.60	-8.02	1.4	20 × 20	80	0.3	5.6	0.32	0.042 ± 0.015	0.093
NGC 7006	63.77	-19.41	46	15 × 15	100	0.3	5.5	0.05	0.030 ± 0.010	0.055
NGC 6101	317.74	-15.82	7.3	20 × 20	80	0.3	5.4	0.05	0.026 ± 0.009	0.054
NGC 6723	0.07	-17.30	2.8	18 × 18	80	0.3	5.4	0.05	0.027 ± 0.009	0.051
NGC 6254	15.14	23.08	1.1	18 × 18	80	0.3	5.2	0.28	0.060 ± 0.023	0.117
NGC 6637	1.72	-10.27	5.2	18 × 18	80	0.3	5.1	0.18	0.031 ± 0.007	0.058
NGC 4590	299.63	36.05	3.4	18 × 18	80	0.3	5.0	0.05	0.046 ± 0.017	0.089
NGC 6584	342.14	-16.41	9.0	18 × 18	80	0.3	4.9	0.10	0.029 ± 0.009	0.055
IC 4499	307.35	-20.47	5.5	18 × 18	100	0.3	4.7	0.23	0.031 ± 0.012	0.064
NGC 6752	336.49	-25.63	1.0	18 × 18	80	0.3	4.4	0.04	0.030 ± 0.012	0.064
NGC 6426	28.09	16.23	11	15 × 15	100	0.3	4.3	0.36	0.047 ± 0.022	0.097
NGC 6624	2.79	-7.91	4.8	18 × 18	80	0.3	4.3	0.28	0.047 ± 0.019	0.114
Palomar 2	170.53	-9.07	25	15 × 15	80	0.3	4.2	1.24	0.161 ± 0.090	0.375

Table Notes. Col. 1: GC identification; Cols. 2 and 3: Galactic coordinates; Col. 4: Fraction of the half-maximum radius covered by WFC/ACS; Col. 5: RA and DEC grid; Col. 6: Minimum number of stars for a cell to be used in DR computation; Col. 7: Maximum allowed colour uncertainty; Col. 8: Number of stars remaining after applying the colour-magnitude filter and with  $\sigma_{col} \leq \sigma_{max}$ ; Col. 9: Foreground reddening (H10); Col. 10: Mean differential colour excess (values lower than 0.04 may be related to zero-point variations); Col. 11: Maximum value reached by the differential colour excess.

shows up in the CMDs of Terzan 5, for which a different approach was applied by Massari et al. (2012) to correct for DR (see their Fig. 4). In addition, since the reddening vector for F606W and F814W is roughly directed along the MS, the colour and distance modulus shift should be more conspicuous in the evolved sequences, as shown in Fig. 5 for selected GCs.

For a more objective assessment of the changes introduced by our DR correction into the CMDs, we examine the colour spread along the main sequence. The first step involves rectifying the main sequence, which is achieved by subtracting - for each star - the colour corresponding to the fiducial line, which basically traces the highest-density track of the CMD (or Hess diagram). In the present cases,

we divide the main-sequence in bins 0.1 or 0.2 mag wide (depending on the number of stars in each bin) and build the distribution function for the colour of all stars within each bin. Then, we fit a Gaussian to the distribution function, from which we take the colour corresponding to the highest stellar density - which represents the fiducial colour for the mid-point of the bin. After subtracting the fiducial line, we build the residual colour distribution function (i.e. the number-density of stars within a given colour bin) for the full magnitude range of the main sequence. This process is illustrated in Fig. 7 for NGC 104 and Palomar 2, previous to DR correction. The markedly different residual colour distributions (quite narrow for NGC 104 and broad for Palomar 2) reflect the very different DR properties of both GCs

Table 1 – continued

GC	$\ell$	$b$	$\beta$	$n_{RA} \times n_{DE}$	$N_{min}$	$\sigma_{max}$	$N_{CMD}$	$E(B - V)$	$\langle \delta E(B - V) \rangle$	$\delta E(B - V)_{max}$
(1)	( $^\circ$ )	( $^\circ$ )	(4)	(cells)	(stars)	(mag)	( $10^4$ stars)	(mag)	(mag)	(mag)
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
NGC 6809	8.79	-23.27	1.0	20 × 20	80	0.4	3.8	0.08	0.027 ± 0.010	0.050
NGC 6681	2.85	-12.51	6.3	15 × 15	80	0.4	3.7	0.07	0.024 ± 0.007	0.041
NGC 6981	35.16	-32.68	9.0	16 × 16	80	0.4	3.2	0.05	0.018 ± 0.008	0.038
NGC 6218	15.72	26.31	1.3	18 × 18	80	0.3	2.8	0.19	0.027 ± 0.008	0.056
NGC 3201	277.23	8.64	0.8	18 × 18	80	0.4	2.7	0.24	0.057 ± 0.019	0.118
Lynga 7	328.77	-2.80	3.3	15 × 15	80	0.4	2.6	0.73	0.073 ± 0.037	0.191
NGC 6362	325.55	-17.57	1.8	18 × 18	80	0.4	2.5	0.09	0.025 ± 0.008	0.046
NGC 5466	42.15	73.59	3.5	18 × 18	80	0.4	2.4	0.01	0.024 ± 0.009	0.048
NGC 288	152.30	-89.38	2.0	15 × 15	60	0.4	2.1	0.03	0.047 ± 0.018	0.091
Terzan 8	5.76	-24.56	13	15 × 15	80	0.4	2.0	0.12	0.022 ± 0.010	0.055
NGC 6144	351.93	15.70	2.7	15 × 15	60	0.4	1.9	0.36	0.038 ± 0.016	0.079
NGC 2298	245.63	-16.00	5.5	15 × 15	60	0.4	1.8	0.14	0.062 ± 0.024	0.126
NGC 6652	1.53	-11.38	10	15 × 15	60	0.4	1.8	0.09	0.025 ± 0.008	0.047
NGC 6171	3.37	23.01	1.8	13 × 13	50	0.4	1.8	0.33	0.061 ± 0.025	0.112
NGC 6352	341.42	-7.17	1.4	15 × 15	60	0.4	1.7	0.22	0.042 ± 0.018	0.092
NGC 5053	335.70	78.95	3.3	15 × 15	60	0.4	1.7	0.01	0.029 ± 0.011	0.058
NGC 4147	252.85	77.19	20	13 × 13	50	0.4	1.7	0.02	0.019 ± 0.009	0.045
Rup 106	300.88	11.67	10	15 × 15	70	0.5	1.7	0.20	0.026 ± 0.010	0.051
NGC 6397	338.17	-11.96	0.4	13 × 13	60	0.4	1.3	0.18	0.019 ± 0.009	0.051
Arp 2	8.55	-20.79	8.0	15 × 15	60	0.4	1.0	0.10	0.026 ± 0.010	0.059
NGC 6838	56.75	-4.56	1.2	11 × 11	50	0.4	0.9	0.25	0.035 ± 0.015	0.074
Terzan 7	3.39	-20.07	14	11 × 11	50	0.4	0.8	0.07	0.033 ± 0.011	0.055
NGC 6717	12.88	-10.90	5.2	11 × 11	50	0.4	0.8	0.22	0.025 ± 0.010	0.057
Palomar 15	18.88	24.30	20	11 × 11	50	0.5	0.7	0.40	0.033 ± 0.014	0.088
Pyxis	261.32	7.00	—	11 × 11	50	0.5	0.7	0.21	0.038 ± 0.012	0.070
NGC 6366	18.41	16.04	0.6	13 × 13	50	0.4	0.6	0.71	0.055 ± 0.018	0.112
NGC 6535	27.18	10.44	4.0	10 × 10	50	0.4	0.3	0.34	0.020 ± 0.011	0.044

(Table 1 and Fig. 6). Figure 8 shows the residual colour distributions (restricted to the main sequence) before and after DR correction for selected GCs. The narrowing effect on the main sequence is conspicuous, especially for the highest differentially-reddened GC of our sample, Palomar 2.

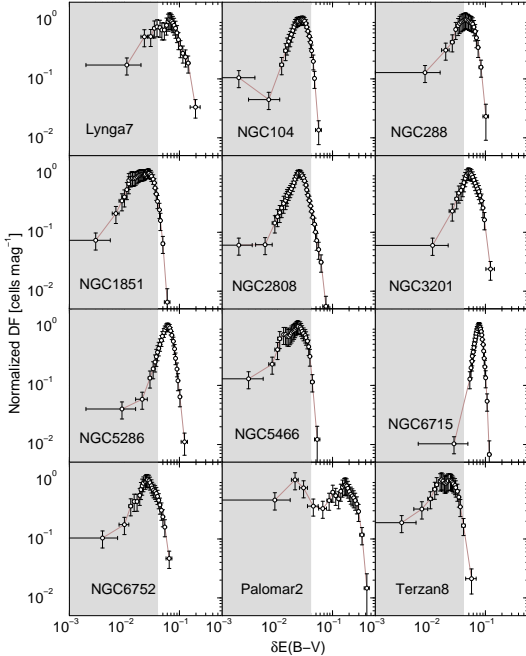
We further illustrate our approach in Fig. 9 with NGC 2298 ( $E(B - V) = 0.14$ ,  $\langle \delta E(B - V) \rangle = 0.062$ ,  $\delta E(B - V)_{max} = 0.126$ ), displaying the results in a similar fashion as in Milone et al. (2012a), which also serves to compare the different approaches more objectively. As expected, the DR correction decreases the colour spread over most of the rectified main sequence. To better quantify the colour spread, we build the colour distribution function for each interval  $\Delta F606W = 1$  mag, within the range 19 – 24 (similar to that used by Milone et al. 2012a). Finally, we fit a Gaussian to these functions, from which we measure the dispersion ( $\sigma_c$ ) around the mean colour spread. Both before and after DR correction,  $\sigma_c$  increases towards fainter magnitudes; obviously,  $\sigma_c$  values measured after DR correction are smaller than the respective ones before correction. Although following a similar pattern, our  $\sigma_c$  values are a little lower than those found by Milone et al. (2012a). This difference is possibly related to the fact the first step into the analysis involves excluding probable field stars (with colours excessively red or blue with respect to the expected GC evolutionary sequence) by using the colour-magnitude filter (Sect. 2). As an additional comparison, both the North-South gradient pattern indicated by our approach for the differential reddening in NGC 6366 (Fig. 2 in Campos et al. 2013) and the

relative reddening values (Table 1) are consistent with those found by Alonso et al. (1997),  $\Delta E(B - V) \approx 0.03$  between both hemispheres.

An observational consequence of correcting a CMD for DR is a slight decrease in the apparent distance modulus and colour excess by amounts related to  $E(B - V)$  according to the adopted reddening vector. Consequently, the GC distance to the Sun should remain unchanged, since the distance decrease implied by the smaller apparent distance modulus is exactly compensated by the increase associated with the lower foreground colour-excess.

Figure 10 illustrates the above issue with Palomar 2, the worst-case scenario in terms of mean, maximum (Table 1) and distribution of DR values (Fig. 6), as well as photometric scatter. We first build the mean-ridge line (MRL) for the MS, sub-giant and red-giant branches both for the observed (top-left panel) and DR-corrected (bottom-left) CMDs. The differences in apparent distance modulus and foreground colour excess become clear when both MRLs are placed on the same panel (top-right). A near-match of both MRLs occurs when the apparent distance modulus and the colour excess of the observed CMD are shifted by  $\Delta(m - M)_{F606W} = -0.5$  and  $\Delta(F606W - F814W) = -0.19$ , respectively. For these filters, the ratio between the DR-corrected ( $d_c$ ) and observed ( $d_o$ ) distances can be expressed as  $\log(d_c/d_o) = (\Delta(m - M)_{F606W} - 2.92 \times \Delta(F606W - F814W)) / 5$ . For the MRLs of Palomar 2, the shifts produce a small increase ( $\approx 3\%$ ) in the distance, probably lower than the observational uncertainties. Thus, given the lower DR values and





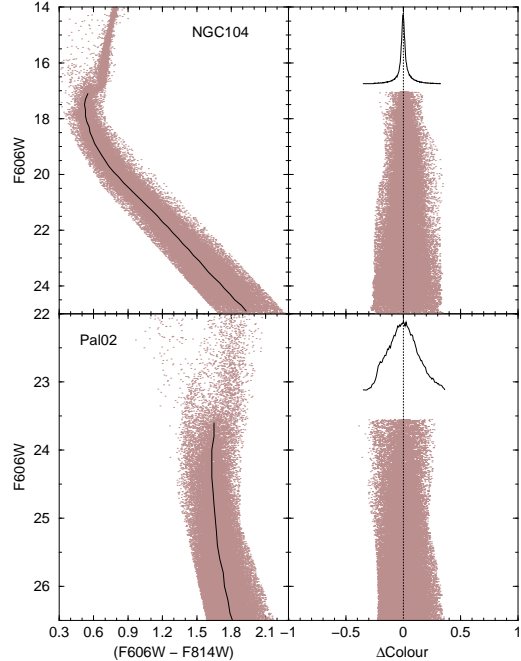
**Figure 6.** Distribution function of  $\delta E(B - V)$  for a representative GC sub-sample. For comparison purposes, the DFs are normalized to the peak. Values within the shaded area may be affected by residual zero-point variations.

photometric scatter of the remaining GCs of our sample, the corresponding changes in distance should be lower than that of Palomar 2.

Since the mean CMD morphology is essentially conserved by the DR correction, age and metallicity determinations based on MRLs are expected to come up with unchanged results as well, but their measured uncertainties should decrease, as the overall CMD scatter is reduced.

By definition, foreground reddening is the amount of extinction that affects uniformly all stars in a CMD. In this context, it is obvious that not all of the extinction needs to be actually located outside the cluster. For instance, suppose a GC affected by an internal DR distribution in which the minimum value is higher than zero and with no intervening extinction. Consequently, the minimum DR value would be mistaken as foreground. In this sense, our analysis above shows that part of the assumed foreground reddening may in fact be internal. In the case of Palomar 2, the DR correction makes the overall CMD bluer by about  $\Delta E(B - V) = -0.2$ , thus implying a lower foreground reddening than that given in H10 (and reproduced in Table 1).

Finally, in Fig. 11 we study dependences and correlations among the derived parameters. In this analysis we exclude the GCs having the maximum and mean DR lower than 0.04 mag; the final sub-samples contain 65 GCs with  $\delta E(B - V)_{max} > 0.04$  and only 22 with  $\langle \delta E(B - V) \rangle > 0.04$ . Both the foreground and maximum reddening pa-

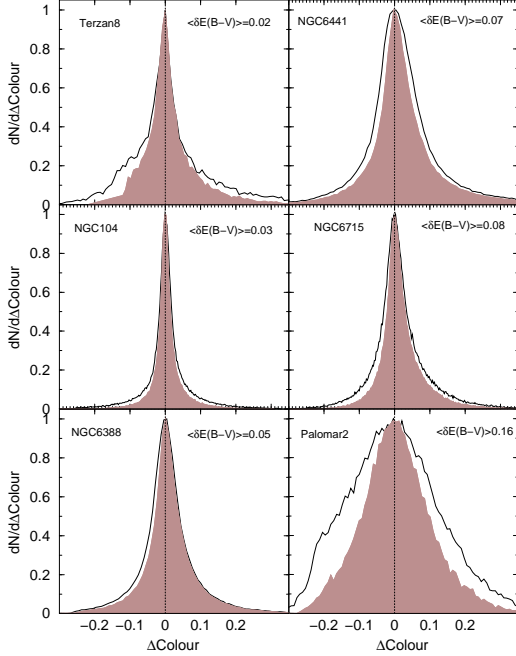


**Figure 7.** The fiducial line (solid curve, left panels) is used to rectify the main sequence (right panels), from which the residual colour distribution is computed (inset in right panels).

rameters appear to anti-correlate with the distance to the Galactic plane ( $|b|$ ) at different degrees (top-left panel); the mean-DR, on the other hand, presents an essentially flat distribution of values. As expected, the foreground absorption  $E(B - V)$  clearly increases towards the Galactic plane according to  $E(B - V) = (1.59 \pm 0.44) \times |b|^{-(0.78 \pm 0.13)}$ , with the mild correlation coefficient  $CC = 0.63$ . A similar, but shallower dependence occurs for the maximum DR,  $\delta E(B - V)_{max} = (0.24 \pm 0.05) \times |b|^{-(0.40 \pm 0.08)}$ , with  $CC = 0.48$ .

Both  $\delta E(B - V)_{max}$  and  $\langle \delta E(B - V) \rangle$  are similarly uncorrelated with the angular distance to the Galactic centre ( $|\Delta \ell|$ ); the same occurs with the foreground  $E(B - V)$ , but with the scatter having larger amplitude (top-right panel). Regarding the dependence on the foreground  $E(B - V)$ , the maximum DR values appear to increase with  $E(B - V)$  especially for  $E(B - V) \gtrsim 0.2$  (bottom-left panel). Indeed, the best representation for  $\delta E(B - V)_{max}$  is a straight line,  $\delta E(B - V)_{max} = (0.043 \pm 0.004) + (0.20 \pm 0.01) \times E(B - V)$ , with the strong correlation coefficient  $CC = 0.85$ . The restriction to  $\langle \delta E(B - V) \rangle \geq 0.04$  precludes a similar fit to  $\langle \delta E(B - V) \rangle$ , but it also appears to increase for  $E(B - V) \gtrsim 0.2$ . This suggests that interstellar (external) reddening is the dominant source of DR.

The issue concerning the internal/external to the clusters nature of the differential-reddening source can be investigated from another perspective. Although the fraction of the cluster area covered by WFC/ACS  $\beta \equiv R_{obs}/R_h$  varies



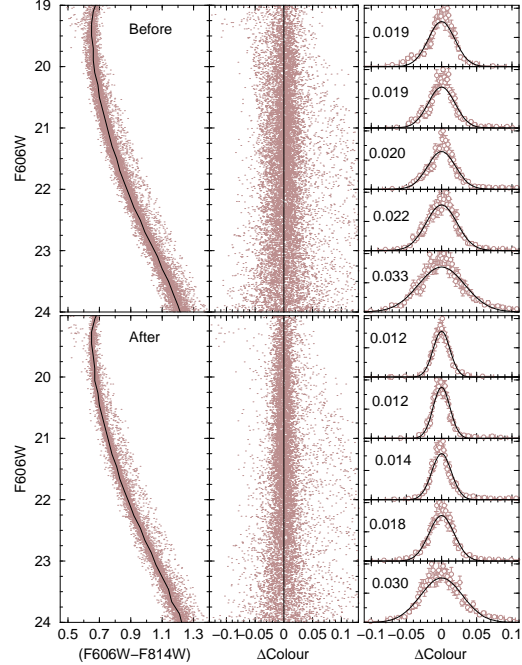
**Figure 8.** Residual colour distribution function of the main sequence of selected GCs before (solid curve) and after (shaded curve) differential-reddening correction.

significantly among our sample (Table 1), its effect on the mean DR values is essentially negligible (Fig. 11, bottom-right). A reasonable assumption is that, if the source of DR is essentially internal to the clusters, with the dust distribution following the cluster stellar structure, differences in  $\delta E(B-V)$  - and thus the mean DR - should increase with  $\beta$ . In this context, the lack of a systematic variation of  $\langle\delta E(B-V)\rangle$  with  $\beta$  indicates that most of the DR source is external to the clusters, which is consistent with the conclusion of the previous paragraph.

## 5 SUMMARY AND CONCLUSIONS

In this work we derive the differential-reddening maps of 66 Galactic globular clusters from archival HST WFC/ACS data uniformly observed (and reduced) with the F606W and F814W filters. The angular resolution of the maps are in the range  $\approx 7'' \times 7''$  to  $\approx 20'' \times 20''$ . According to current census (Ortolani et al. 2012, and references therein), our sample comprises about 40% of the Milky Way’s globular cluster population, which implies that the results can be taken as statistically significant.

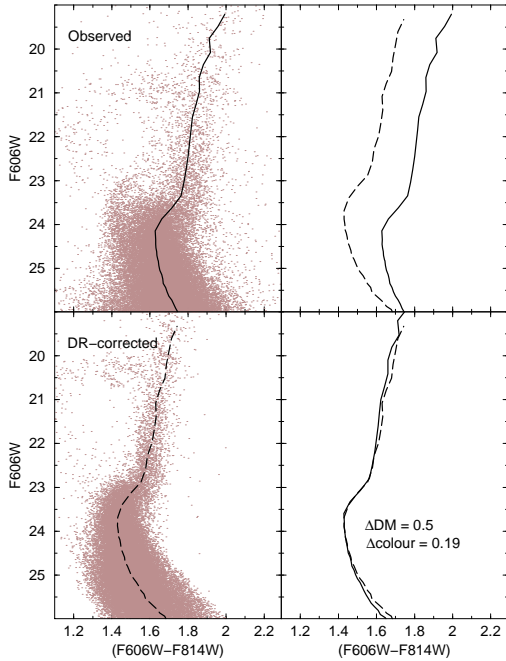
We start by dividing the WFC/ACS field of view across a given GC in a regular grid with a cell resolution that varies with the number of available stars. Next, we select a sub sample of stars containing probable members having low to moderate colour uncertainty. Then, the stellar-density Hess diagrams built from CMDs extracted in different cells of



**Figure 9.** The major part of the main sequence of NGC 2298 shown before (top panels) and after (bottom) DR correction. Subtraction of the fiducial line (left panels) allows visualization of the colour spread along the rectified main sequence (middle). The intrinsic colour dispersion is measured in intervals of 1 mag by means of Gaussian fit to the distribution function (right); the measured dispersion ( $\sigma_c$ ) is given in each panel (in all cases the uncertainty in  $\sigma_c$  is  $\leq 0.001$ ).

the grid are matched to the mean one (containing all the probable-member stars available in the WFC/ACS image) by shifting the apparent distance modulus and colour excess along the reddening vector by amounts related to the reddening value  $e(B-V)$  according to the absorption relations in Cardelli, Clayton & Mathis (1989). This is equivalent to computing the reddening dispersion around the mean, since a differentially-reddened cluster should contain cells bluer and redder than the mean. Finally, we compute the difference in  $e(B-V)$  between all cells and the bluest one, thus yielding the cell to cell distribution of  $\delta E(B-V)$ , from which we compute the mean and maximum values occurring in a given GC,  $\langle\delta E(B-V)\rangle$  and  $\delta E(B-V)_{max}$ , respectively. This process also gives rise to the DR maps and the DR-corrected CMDs.

We find spatially-variable extinction in the 66 GCs studied in this paper, with mean values (with respect to the cell to cell distribution) ranging from  $\langle\delta E(B-V)\rangle \approx 0.018$  (NGC 6981) up to  $\langle\delta E(B-V)\rangle \approx 0.16$  (Palomar 2). As a caveat, we note that values of  $\delta E(B-V) \lesssim 0.04$  may be related to uncorrected zero-point variations in the original photometry. By comparing dependences of the DR-related parameters with the distance to the Galactic plane, foreground reddening, and cluster area sampled by WFC/ACS,



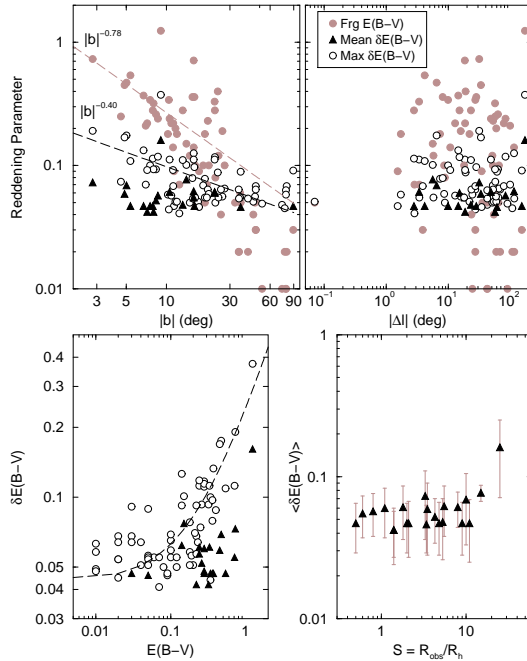
**Figure 10.** Differences in colour-excess and apparent distance modulus between the mean-ridge lines of the observed and DR-corrected CMDs of Palomar 2 (left-panels) are significant (top-right). They are minimized by decreasing the observed distance modulus by 0.5 mag and the foreground reddening by 0.19 mag (bottom-right).

we find that the main source of differential reddening is interstellar (external to the GCs).

Regarding the CMD analyses based on mean-ridge lines (and theoretical isochrones), the DR correction decreases both the apparent distance modulus and foreground reddening values, but does not change the observed distance to the Sun, age and metallicity. Besides, the measured uncertainties in these fundamental parameters are expected to decrease, since the overall CMD scatter is reduced. Anyone interested in having access to the code and/or DR maps built in this paper - or having the data of specific GCs analysed by us - should contact C. Bonatto.

## ACKNOWLEDGEMENTS

We thank an anonymous referee for important comments and suggestions. Partial financial support for this research comes from CNPq and PRONEX-FAPERGS/CNPq (Brazil). We thank A. Pieres for providing the routine to compute the mean-ridge lines. Data used in this paper were directly obtained from *The ACS Globular Cluster Survey*: [http://www.astro.ufl.edu/~ata/public\\_hstgc/](http://www.astro.ufl.edu/~ata/public_hstgc/).



**Figure 11.** Dependence of foreground, mean and maximum differential-reddening values on the angular distance to the Galactic plane (top-left panel), and to the centre (top-right). The dependence on  $|b|$  is characterized by power-law fits with the indicated slopes (dashed lines).  $\delta E(B - V)_{max}$  correlates with  $E(B - V)$  as a straight line (bottom-left). There is no correlation between  $\langle \delta E(B - V) \rangle$  and the GC area covered by WFC/ACS (bottom-right).

## REFERENCES

- Alonso A., Salaris M., Martínez-Roger C., Straniero O. & Arribas S. 1997, *A&A*, 323, 374  
 Alonso-García J., Mateo M., Sen B., Banerjee M. & von Braun K. 2011, *AJ*, 141, 146  
 Alonso-García J., Mateo M., Sen B., Banerjee M., Catelan M., Minniti D. & von Braun K. 2012, *AJ*, 143, 70  
 Anderson J., Sarajedini A., Bedin L.R., King I.R., Piotto G., Reid I.N., Siegel M., Majewski S.R. et al. 2008, *AJ*, 135, 2055  
 Bonatto C. & Bica E. 2012, *MNRAS*, 423, 1390  
 Bonatto C., Lima E.F. & Bica E. 2012, *A&A*, 540A, 137  
 Campos F., Kepler S.O., Bonatto C. & Ducati J.R. 2013, *MNRAS*, in press  
 Cardelli J.A., Clayton G.C. & Mathis J.S. 1989, *ApJ*, 345, 245  
 Dotter A., Sarajedini A. & Anderson J. 2011, *ApJ*, 738, 74  
 Goffe W.L., Ferrier G.D. & Rogers J. 1994, *Journal of Econometrics*, 60, 65  
 Harris W.E. 1996, *AJ*, 112, 1487 (2010 edition at arXiv:1012.3224)  
 Hess R. 1924, in *Die Verteilungsfunktion der absol. Helligkeiten etc.* Probleme der Astronomie. Festschrift für

- Hugo v. Seeliger. (Berlin:Springer), 265
- Massari D., Mucciarelli A., Dalessandro E., Ferraro F.R., Origlia L., Lanzoni B., Beccari G., Rich R.M. et al. 2012, *ApJL*, 755, 32
- Metropolis N., Rosenbluth A., Rosenbluth M., Teller A. & Teller, E. 1953, *Journal of Chemical Physics*, 21, 1087
- Milone A.P., Piotto G., Bedin L.R., Aparicio A., Anderson J., Sarajedini A., Marino A.F., Moretti A. et al. 2012a, *A&A*, 540A, 16
- Milone A.P., Marino A.F., Cassisi S., Piotto G., Bedin L.R., Anderson J., Allard F., Aparicio A. et al. 2012b, *ApJ*, 754L, 34
- Ortolani S., Bonatto C., Bica E., Barbuy B. & Saito R.K. 2012, *AJ*, 144, 147
- Piotto G., Milone A.P., Anderson J., Bedin L.R., Bellini A., Cassisi S., Marino A.F., Aparicio A. et al. 2012, *ApJ*, 760, 39

## THE PHYSICS OF CRYSTALLIZATION FROM GLOBULAR CLUSTER WHITE DWARF STARS IN NGC 6397

D. E. WINGET<sup>1,2</sup>, S. O. KEPLER<sup>2</sup>, FABÍOLA CAMPOS<sup>2</sup>, M. H. MONTGOMERY<sup>1,3</sup>, LEO GIRARDI<sup>4</sup>, P. BERGERON<sup>5</sup>,  
AND KURTIS WILLIAMS<sup>1,6</sup>

<sup>1</sup> Department of Astronomy, University of Texas at Austin, Austin, TX, USA; dew@astro.as.utexas.edu

<sup>2</sup> Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, RS, Brazil

<sup>3</sup> Delaware Asteroseismic Research Center, Mt. Cuba Observatory, Greenville, DE, USA

<sup>4</sup> INAF-Padova Astronomical Observatory, Padova, Italy

<sup>5</sup> Département de Physique, Université de Montréal, C. P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal, Québec H3C 3J7, Canada

Received 2008 August 18; accepted 2009 January 16; published 2009 February 11

### ABSTRACT

We explore the physics of crystallization in the deep interiors of white dwarf (WD) stars using the color–magnitude diagram and luminosity function constructed from proper-motion cleaned *Hubble Space Telescope* photometry of the globular cluster NGC 6397. We demonstrate that the data are consistent with the theory of crystallization of the ions in the interior of WD stars and provide the first empirical evidence that the phase transition is first order: latent heat is released in the process of crystallization as predicted by van Horn. We outline how these data can be used to observationally constrain the value of  $\Gamma \equiv E_{\text{Coulomb}}/E_{\text{thermal}}$  near the onset of crystallization, the central carbon/oxygen abundance, and the importance of phase separation.

*Key words:* dense matter – equation of state – globular clusters: individual (NGC 6397) – stars: luminosity function, mass function – white dwarfs

### 1. STAR FORMATION HISTORY AND PHYSICS FROM THE WHITE DWARF STARS

White dwarf (WD) stars are the inevitable progeny of nearly all ( $\simeq 97\%$ ) stars (e.g., Fontaine et al. 2001, hereafter FBB). Their distribution can be used to extract two things: age of the stellar population and cooling physics of the WD stars. The two are interrelated, but qualitatively different. Extracting the age and history of star formation has become known as WD cosmochronology. An excellent review emphasizing this connection and the attendant uncertainties is given by FBB.

The techniques of WD cosmochronology have been successfully applied to the disk by a number of investigators (e.g., Winget et al. 1987; Wood 1992; Hansen & Liebert 2003, and references therein) and are being continuously refined. They have also been applied to a variety of open clusters and calibrated against main-sequence turnoff and related methods (e.g., Kalirai et al. 2007; DeGennaro et al. 2008, and references therein). The *Hubble Space Telescope* (*HST*) photometry obtained by Richer and Hansen and their collaborators (Hansen et al. 2002, 2007; Richer et al. 2008) has yielded a new harvest of information for WD populations. They have used the Advanced Camera on the *HST* to reach the terminus of the WD cooling sequence, giving us a qualitatively different tool for analyzing the WD population. Hansen et al. (2007) used Monte Carlo techniques in conjunction with their cooling models to determine the age of NGC 6397 from the WD stars, attempting to account for uncertainties in the basic physical parameters of the WD stars to determine an age for the cluster; using goodness-of-fit criteria, they arrive at an age for the cluster, based on WD cooling, of  $11.47 \pm 0.47$  Gyr.

Finding the signature of the key physical properties of the WD stars in the disk luminosity function (hereafter LF) has proven more difficult than getting an age constraint. This is because the disk population contains stars formed at different times and from different main-sequence progenitors. This is greatly simplified

in a cluster sample and, most of all, in an old globular cluster. In this Letter, we focus on the *HST* photometry of NGC 6397 and the distribution of WD stars in the color–magnitude diagram (hereafter CMD). We report evidence for a “bump” in the LF due to the release of the latent heat of crystallization and we show how this can be refined to yield more accurate measures of these processes.

### 2. ANCHORING THE WD EVOLUTIONARY SEQUENCES IN THE COLOR–MAGNITUDE PLANE

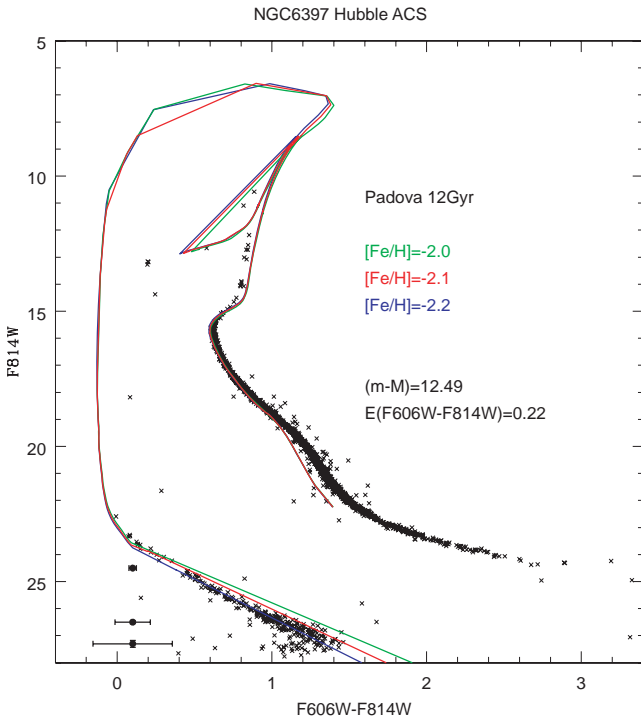
We fit main-sequence, pre-WD, and WD evolutionary models simultaneously. The main-sequence and pre-WD models we used for this work were computed with the Padova stellar evolution code (Marigo et al. 2008). We used a variety of metallicities to determine the best fit to the main-sequence and WD models.

Our WD evolutionary models have updated constitutive physics (see, e.g., Bischoff-Kim et al. 2008). We place the new generation of WD evolutionary models of DA and DB WD stars in the observed  $F_{814W}$  versus  $F_{606W}$  CMD using P. Bergeron’s model atmosphere grids<sup>7</sup> (for a detailed description, see Bergeron et al. 1995; Holberg & Bergeron 2006; Holberg et al. 2008) along with an analytical correction to the Kowalski (2007) results for the effect of Ly $\alpha$  far red-wing absorption. This correction is small and will be discussed in a forthcoming paper.

Our best fit of the CMD in the natural ACS color system gives a metallicity of  $Z = 0.00012 \pm 0.00001$ ,  $E(F_{606W} - F_{814W}) = 0.22 \pm 0.02$ , and  $(m - M) = 12.49 \pm 0.05$  (Figure 1) and a main-sequence turnoff age of  $12^{+0.5}_{-1.0}$  Gyr. The age is consistent with the values found by Richer et al. (2008) and Hansen et al. (2007), even though they used the Dartmouth Evolutionary Sequence (DES). The metallicity is a factor of two lower than Richer et al. (2008) but is in agreement with the independent direct spectroscopic determinations based on VLT data (Korn et al. 2007). The values of these parameters fix the WD cooling tracks

<sup>6</sup> NSF Astronomy & Astrophysics Postdoctoral Fellow.

<sup>7</sup> <http://www.astro.umontreal.ca/~bergeron/CoolingModels/>.



**Figure 1.** Best fit to the proper-motion screened *HST* data on NGC 6397 using the Padova stellar evolution code (Marigo et al. 2008). This fit gives  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.2$ ,  $(m - M) = 12.49$ , and  $E(F_{606W} - F_{814W}) = 0.22$ . This anchors our WD sequences in the CMD.

in the CMD and eliminate the freedom to slide the tracks as has been done in other works (e.g., Hansen et al. 2007). This constrains the best-fit total WD mass throughout the CMD. It is clear from Figure 2 that the tracks fit the bulk of the sample well.

The data (see Figure 2) are taken from the proper-motion selected sample of Richer et al. (2008). This is a more homogeneous sample than that of Hansen et al. (2007) but is smaller because of the reduced area and magnitude limits of the proper-motion data. Four features stand out in Figure 2: there is a gap in the distribution near  $F_{814W} = 24.5$  that may be statistically significant, there is a noticeable concentration of stars near  $F_{814W} = 26.5$ , there is a terminus at approximately  $F_{814W} = 27.6$ , and a noticeable turn to the blue before the terminus. These last two features were noted in Hansen et al. (2007). In this Letter, we focus on what we can learn from the concentration, or clump, of stars near 26.5, providing a physical explanation.

### 3. PHYSICS WITH THE CMD AND LF

The CMD constrains the mechanical and thermal properties of the WD stars (Richer et al. 2008). Once the evolutionary tracks have been anchored by the main sequence and WD sequence simultaneously as described above, we can move on to exploring the physics contained in the CMD. Hansen et al. (2007) point out that the location of the terminus provides a simple lower limit to the age of the cluster from the WD cooling times. For our models, this WD cooling limit is reached at about 10.5 Gyr for pure carbon core models. This age limit is consistent with the values quoted in Hansen et al. (2007) and Richer et al. (2008). The position of the tracks is insensitive to processes affecting only the age; to examine these we must look to the LF, the number of stars observed as a function of magnitude.

For the parameters described above, it is evident from Figure 2 that models with masses in the range of  $0.500\text{--}0.535 M_{\odot}$  best fit the region near the center of the clump. This increases slightly for decreased values of  $m - M$  and is also a function of the reddening. We emphasize again that simultaneously fitting the main sequence and WD sequence provides tight constraints on both the distance modulus and the reddening.

In Figure 3, we show the LF of both the Hansen et al. (2007) and Richer et al. (2008) samples. The peak in both LFs near  $F_{814W} = 26.5$  suggests that evolution slows through this region. In the sample of Hansen et al. (2007), the LF continued to rise well past this peak, so it was not the maximum of the distribution; it completely dominates the distribution after the application of the proper-motion selection (Richer et al. 2008). The completeness estimates of both samples have been carefully considered by the respective authors (Figure 3, dotted lines) and the relatively slow variation of the completeness near this peak implies it is not the result of incompleteness. We therefore seek a physical explanation of this peak in the context of a physical process that occurs near this point in the models.

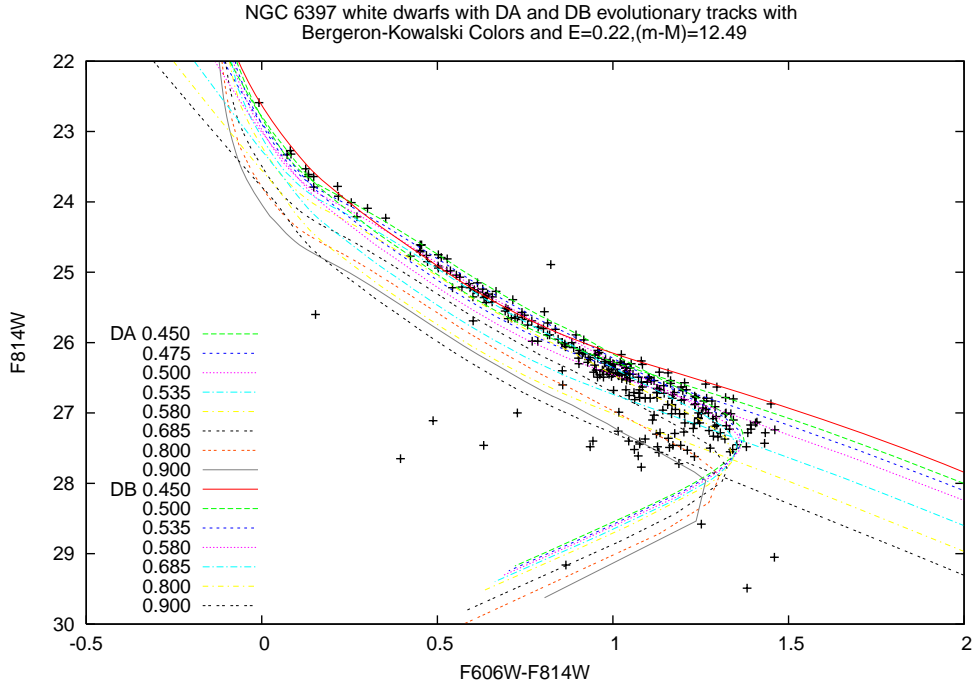
Two processes occur in the dominant DA models near this point: crystallization and convective coupling (e.g., FBB). Crystallization, through the release of latent heat, slows down evolution and produces a bump in the LF. Convection, when it reaches down to the degeneracy boundary, decreases the insulation of the nondegenerate envelope and temporarily increases the total temperature gradient; this serves to slow down the evolution, briefly, then causes it to speed up again. This produces a broad feature in the WD cooling curve that will have a signature in the LF.

#### 3.1. The $\Gamma$ of Crystallization

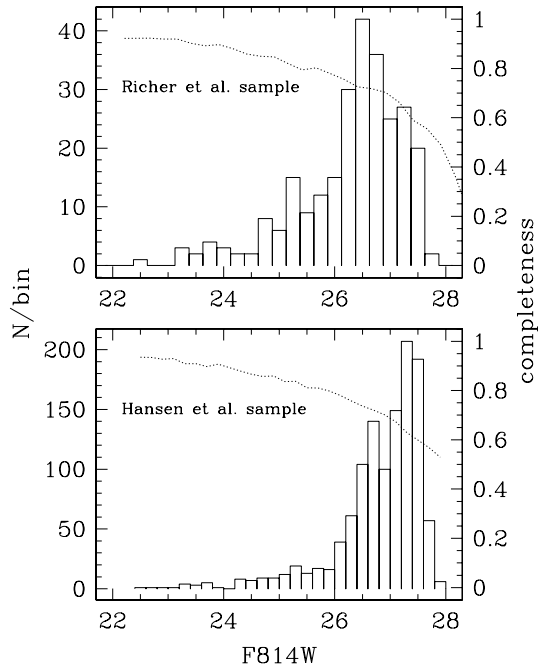
Crystallization in the dense Coulomb plasma of WD interiors was theoretically predicted independently by Kirzhnits (1960), Abrikosov (1960), and Salpeter (1961) to occur when the ratio of the Coulomb energy to the thermal energy of the ions (the ratio “ $\Gamma$ ”) is large. For a one-component plasma (OCP), there is universal agreement among different theoretical approaches that crystallization occurs when  $\Gamma \simeq 175$  (e.g., Slattery et al. 1982; Stringfellow et al. 1990; Potekhin & Chabrier 2000; Horowitz et al. 2007). There is a similar consensus, based largely on a density-functional approach, that this value of  $\Gamma$  also holds for a binary carbon and oxygen mixture. Such a mixture is likely relevant to WD interiors. Recently, Horowitz et al. (2007) used a massive molecular dynamics computation to explore crystallization in a dense Coulomb plasma. They found  $\Gamma = 175$  for an OCP, while for a specific mixture of elements they found  $\Gamma \simeq 237$ . As we show, such a difference is potentially measurable from the observations of WD stars in globular clusters or older open clusters.

#### 3.2. LFs with and without Crystallization

Hansen et al. (2007) demonstrated in their analysis that the entire observed sequence represents a very narrow range of WD masses, including magnitudes well below  $F_{814W} = 26.5$ . It is therefore reasonable for purposes of this initial exploration to adopt a fiducial mass. On the basis of the model tracks in the CMD shown in Figure 2, we choose the model that passes nearest the color of the red edge of the clump of stars corresponding to the peak in the LF; this model has a mass of  $0.5 M_{\odot}$ . For the layer masses, we assume  $M_{\text{H}}/M_{\star} = 10^{-4}$  and  $M_{\text{He}}/M_{\star} = 10^{-2}$  for the DA sequences, and  $M_{\text{He}}/M_{\star} = 10^{-2}$



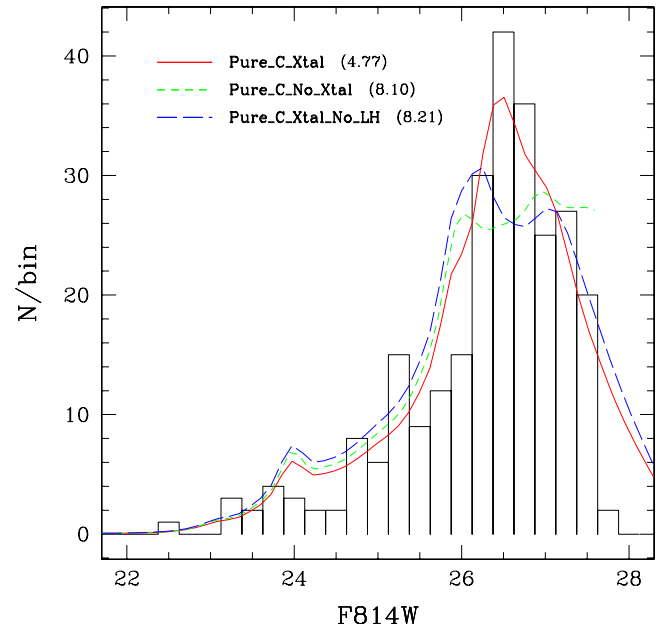
**Figure 2.** NGC 6397 WDs with DA and DB evolutionary sequences using the atmospheres of Holberg & Bergeron (2006). This includes an analytical adjustment for the effects of Ly $\alpha$  red-wing opacity as computed by Kawalski (2007).



**Figure 3.** Top panel: the observed WD LF (histogram) and completeness relation (dotted line) of the Richer et al. (2008) sample for NGC 6397. Lower panel: the same for the Hansen et al. (2007) sample. For both samples, we note that the completeness changes fairly slowly over the region of the observed rapid falloff of stars while remaining above 50%.

for the DB sequence. We adopt a carbon core model including the effects of crystallization for this sequence.

Assuming a constant star formation rate, the theoretical LF is proportional to the “cooling function” of an evolutionary model sequence. This function is given by the derivative ( $dt/dm$ ), where  $m$  is the  $F_{814W}$  magnitude of a given model and  $t$  is its



**Figure 4.** Observed WD LF of NGC 6397 (Richer et al. 2008, histogram) with LFs from theoretical evolutionary sequences of  $0.5 M_{\odot}$  DA models with pure carbon cores (lines): crystallization with (Pure\_C\_Xtal) and without (Pure\_C\_No\_Xtal) the release of latent heat, and excluding the physics of crystallization altogether (Pure\_C\_No\_Xtal). The normalization of the theoretical curves is chosen to minimize the rms residuals in the neighborhood of the peak, between the magnitudes of 25.1 and 27.7, the faintest value calculated for the no crystallization case. The value of the average residual for each curve is listed in the legend, e.g., it is 4.77 for the “Pure\_C\_Xtal” case.

age. Since we will be comparing directly with the data, we also multiply the theoretical LF by the completeness correction given explicitly in Table 4 of Richer et al. (2008) and shown in the top panel of our Figure 3. Finally, we normalize the resulting

curves by minimizing their rms residuals in the neighborhood of the peak, between an  $F_{814W}$  of 25.1 and 27.5.

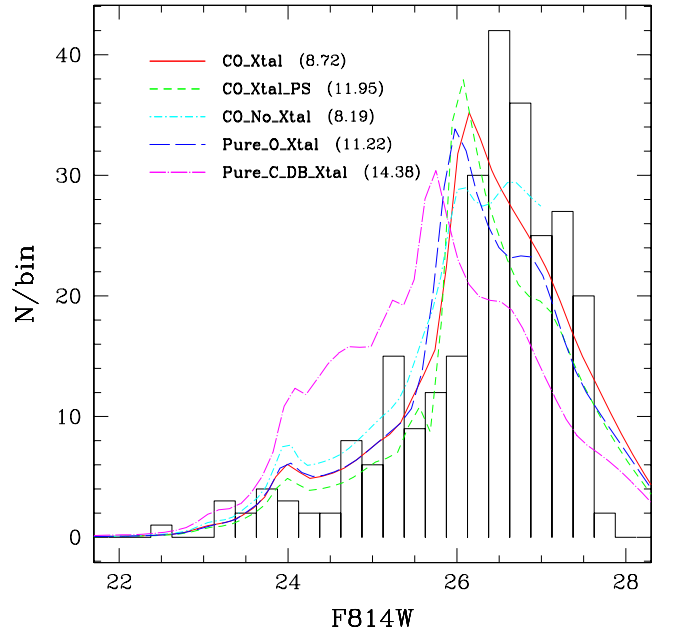
In Figure 4, we show the LF of our fiducial sequence (Pure\_C\_Xtal), that of a sequence with crystallization artificially suppressed (Pure\_C\_No\_Xtal), and that of one including crystallization but artificially excluding the latent heat of crystallization (Pure\_C\_Xtal\_No\_LH); all are plotted over a histogram of the observed LF. The no crystallization and no latent heat sequences show evidence of a bump due to convective coupling around  $F_{814W} \sim 26$ , but do not continue to rise through the observed maximum; this is clearly inconsistent with the data, and no adjustment of mass or internal composition can bring them into good agreement. In terms of  $\chi^2$ , for average observational errors of  $\sim 5.5$  stars/bin in the neighborhood of the peak, we have  $\chi^2 = 0.75$  for the crystallizing sequence and  $\chi^2 \sim 2.2$  for the no crystallization and no latent heat sequences, a nearly threefold increase in  $\chi^2$ . Thus, the sequence with crystallization provides a much better match to the data.

### 3.3. Constraining Crystallization, Phase Separation, and Core Composition

In the years since van Horn (1968), the realization that the cores of normal mass WD stars should consist of a mixture of carbon and oxygen implied that crystallization may also release energy resulting from phase separation of the carbon and oxygen (Stevenson 1977; Barrat et al. 1988; Segretain & Chabrier 1993; Segretain et al. 1994; Isern et al. 2000). This occurs because when a carbon/oxygen mixture crystallizes, the oxygen content of the solid should be enhanced. Since WDs crystallize from the center outward, this leads to a net transport of oxygen inward and carbon outward, and because oxygen is slightly heavier than carbon this differentiation releases gravitational energy.

We have included this energy in our models as described in Montgomery et al. (1999). For these computations, we have assumed the carbon and oxygen abundances are equal throughout the core. This underestimates the oxygen abundance compared to that predicted by standard stellar evolution calculations (e.g., Salaris et al. 1997), but the remaining uncertainty in the  $C(\alpha, \gamma)O$  reaction rate (Metcalf et al. 2002; Assunção et al. 2006) leads to a degree of uncertainty in the C/O ratio and profile. In Figure 5, we show several LFs: crystallization only (CO\_Xtal), crystallization with phase separation (CO\_Xtal\_PS), no crystallization (CO\_No\_Xtal), pure oxygen core with crystallization (Pure\_O\_Xtal), and a pure carbon DB sequence (Pure\_C\_DB\_Xtal). As is readily apparent, all of these sequences have a peak which is too bright by at least 0.5 mag in  $F_{814W}$ .

These results have several interesting possible interpretations. First, the results seem to suggest that the oxygen content of these stars is relatively small or zero, since it is the higher crystallization temperature of oxygen which shifts the peak in the LF to smaller magnitudes. The only way to accommodate more oxygen would be to have lower-mass models, in conflict with the distance modulus (Hansen et al. 2007). The colors (e.g., Figure 2) also make it difficult to appeal to lower masses with higher oxygen abundances. Additionally, for plausible initial-final mass relations (IFMRs), the main-sequence lifetime for single stars becomes more problematic with lower WD masses even with the IFMR dependency on metallicity of Meng et al. (2008). Thus, the constraint on the interior oxygen abundance becomes stronger. Taken at face value, these results indicate that the carbon-to-oxygen ratio is much greater than 1, and we will



**Figure 5.** Same as Figure 4 but for DA model sequences with uniform, 50:50 carbon/oxygen cores: crystallization only (CO\_Xtal), crystallization *and* phase separation (CO\_Xtal\_PS), and no crystallization (CO\_No\_Xtal). In addition, we show a pure oxygen DA sequence (pure\_O\_Xtal) and a pure carbon DB sequence (pure\_C\_DB\_Xtal). All models have  $0.5 M_{\odot}$ .

be able to make a more quantitative statement from our future more complete Bayesian statistical analysis (DeGennaro et al. 2009, in preparation).

Second, as shown in Figure 4, the data are consistent and well fitted by carbon core models *with* crystallization and the release of latent heat, but not by models without. This confirms the prediction of van Horn (1968) that crystallization is a first-order phase transition and releases the latent heat of crystallization. Were it not so, crystallization would leave no sharp peak at this magnitude in the observed LF. This impacts our understanding of solid-state physics at extremely high density: it is the first empirical confirmation of the release of latent heat during crystallization—an important theory that has a large impact on WD ages, as has been pointed out by van Horn (1968) and many authors in the intervening years.

Third, it is possible a priori that a significant fraction of the observed WDs may be DBs. The mismatch of observed LF and the DB sequence in Figure 5 essentially eliminates pure He atmosphere as a significant component of the sample (as shown by Hansen et al. 2007), but not models that become mixed (H/He) as they cool; we explore this possibility in a forthcoming paper.

Fourth, the “best-fit” fiducial sequence in Figure 4 begins crystallizing near the value of  $\Gamma_{\text{xtal}} \equiv E_{\text{Coulomb}}/E_{\text{thermal}} \sim 170$ . If the actual value is higher (lower), then crystallization will occur at lower (higher) luminosities. Higher values allow fits with larger amounts of oxygen in their cores. In addition, Potekhin & Chabrier (2000) show that even for a pure composition theoretical uncertainties in the polarization of the electron Fermi gas and quantum effects in the liquid and solid phase can alter the value of  $\Gamma_{\text{xtal}}$ . In future analyses, an accurate determination of the mass, distance, and reddening will lead to an accurate determination of  $\Gamma_{\text{xtal}}$  and the core composition.

Finally, we note that the central density and temperature associated with a particular value of  $F_{814W}$  through the model



atmospheres is sensitive only to the mass–radius relationship set by the degenerate electron pressure support. This is very insensitive to the C/O relative abundances—these produce differences of  $\delta F_{814W} < 0.05$ . This implies that the value of  $\Gamma$  in the center, at the peak of the LF for example, is sensitive only to the interior composition. Therefore, we conclude that the onset of crystallization is determined by the particular mixture and the value of  $\Gamma$  for that mixture. Comparison of the theoretical models and the data promises to provide important measures of the onset and development of crystallization.

#### 4. DISCUSSION, SUMMARY, AND FUTURES OF EXPLORING WD PHYSICS WITH CMDS

Although we are not focused on uncertainties, it is reasonable to examine how changing the distance modulus might affect the results. Put another way, how much does the distance have to change to reproduce the peak of the observed LF with oxygen crystallization rather than carbon? The answer is contained in Figure 5. Here we see that to make the location of the peak of the LF consistent with oxygen crystallization we have to lower the distance modulus by a little more than 0.5 mag—this possibility is excluded by the main-sequence fitting (Richer et al. 2008).

We have shown that simultaneously fitting the main sequence and the WDs in a cluster gives the best possible constraint on distance, metallicity, and reddening corrections. Physically realistic atmosphere calculations then allow us to place evolutionary tracks in the CMD. The number distribution of stars contains important information on the internal physics of the WD stars. This allows us to explore the physics of crystallization. We present evidence that the data are most consistent with a first-order phase transition, releasing latent heat during crystallization, as proposed by van Horn (1968). The current data place constraints on the onset of crystallization, the central carbon/oxygen abundance, and the composition of the envelope at the degeneracy boundary. We will improve these constraints with a more complete Bayesian statistical analysis in the near future. This work also points to the importance of forthcoming data on additional clusters as well as increasing the sample of stars through more *HST* fields on this cluster. This work also underscores the essential nature of more proper-motion data to get the most information out of these kinds of studies.

Pulsations may also allow an asteroseismological determination of the crystallized mass fraction for massive pulsators, as shown by Metcalfe et al. (2004) for the DAV BPM 37093, although this claim has been challenged by Brassard & Fontaine (2005). While certainly important, we note that asteroseismological analyses do not probe the latent heat of crystallization; this quantity is accessible only through the WD LF, as demonstrated in this Letter. To this end, we eagerly anticipate the forthcoming *HST* observations of this cluster. These will provide a proper-motion screened sample over a larger area of the

cluster and to fainter magnitudes, providing an exacting test of the ideas put forth in this Letter.

The authors thank A. Zobot for help computing the isochrones, Ted von Hippel and Hugh van Horn for useful discussions, and Brad Hansen and referees for suggesting improvements. D.E.W., S.O.K., and F.C. are fellows of CNPq-Brazil. M.H.M. and K.A.W. are grateful for the financial support of the National Science Foundation under awards AST-0507639 and AST-0602288, respectively, and M.H.M. acknowledges the support of the Delaware Asteroseismic Research Center. This work was supported in part by the NSERC Canada and by the Fund FQRNT (Québec). P.B. is a Cottrell Scholar of Research Corporation.

#### REFERENCES

- Abrikosov, A. A. 1960, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 39, 1798  
 Assunção, M., et al. 2006, *Phys. Rev. C*, 73, 055801  
 Barrat, J. L., Hansen, J. P., & Mochkovitch, R. 1988, *A&A*, 199, L15  
 Bergeron, P., Wesemael, F., Lamontagne, R., Fontaine, G., Saffer, R. A., & Allard, N. F. 1995, *ApJ*, 449, 258  
 Bischoff-Kim, A., Montgomery, M. H., & Winget, D. E. 2008, *ApJ*, 675, 1505  
 Brassard, P., & Fontaine, G. 2005, *ApJ*, 622, 572  
 DeGennaro, S., von Hippel, T., Winget, D. E., Kepler, S. O., Nitta, A., Koester, D., & Althaus, L. 2008, *AJ*, 135, 1  
 Fontaine, G., Brassard, P., & Bergeron, P. 2001, *PASP*, 113, 409  
 Hansen, B. M. S., & Liebert, J. 2003, *ARA&A*, 41, 465  
 Hansen, B. M. S., et al. 2002, *ApJ*, 574, L155  
 Hansen, B. M. S., et al. 2007, *ApJ*, 671, 380  
 Holberg, J. B., & Bergeron, P. 2006, *AJ*, 132, 1221  
 Holberg, J. B., Bergeron, P., & Gianninas, A. 2008, *AJ*, 135, 1239  
 Horowitz, C. J., Berry, D. K., & Brown, E. F. 2007, *Phys. Rev. E*, 75, 066101  
 Isern, J., García-Berro, E., Hernanz, M., & Chabrier, G. 2000, *ApJ*, 528, 397  
 Kalirai, J. S., Bergeron, P., Hansen, B. M. S., Kelson, D. D., Reitzel, D. B., Rich, R. M., & Richer, H. B. 2007, *ApJ*, 671, 748  
 Kirzhnits, D. A. 1960, *Sov. Phys.—JETP*, 11, 365  
 Korn, A. J., Grundahl, F., Richard, O., Mashonkina, L., Barklem, P. S., Collet, R., Gustafsson, B., & Piskunov, N. 2007, *ApJ*, 671, 402  
 Kowalski, P. M. 2007, *A&A*, 474, 491  
 Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., Groenewegen, M. A. T., Silva, L., & Granato, G. L. 2008, *A&A*, 482, 883  
 Meng, X., Chen, X., & Han, Z. 2008, *A&A*, 487, 625  
 Metcalfe, T. S., Montgomery, M. H., & Kanaan, A. 2004, *ApJ*, 605, L133  
 Metcalfe, T. S., Salaris, M., & Winget, D. E. 2002, *ApJ*, 573, 803  
 Montgomery, M. H., Klumpe, E. W., Winget, D. E., & Wood, M. A. 1999, *ApJ*, 525, 482  
 Potekhin, A. Y., & Chabrier, G. 2000, *Phys. Rev. E*, 62, 8554  
 Richer, H. B., et al. 2008, *AJ*, 135, 2141  
 Salaris, M., Dominguez, I., García-Berro, E., Hernanz, M., Isern, J., & Mochkovitch, R. 1997, *ApJ*, 486, 413  
 Salpeter, E. E. 1961, *ApJ*, 134, 669  
 Segretain, L., & Chabrier, G. 1993, *A&A*, 271, L13  
 Segretain, L., Chabrier, G., Hernanz, M., García-Berro, E., Isern, J., & Mochkovitch, R. 1994, *ApJ*, 434, 641  
 Slattery, W. L., Doolen, G. D., & Dewitt, H. E. 1982, *Phys. Rev. A*, 26, 2255  
 Stevenson, D. J. 1977, *PASA*, 3, 167  
 Stringfellow, G. S., Dewitt, H. E., & Slattery, W. L. 1990, *Phys. Rev. A*, 41, 1105  
 van Horn, H. M. 1968, *ApJ*, 151, 227  
 Winget, D. E., Hansen, C. J., Liebert, J., van Horn, H. M., Fontaine, G., Nather, R. E., Kepler, S. O., & Lamb, D. Q. 1987, *ApJ*, 315, L77  
 Wood, M. A. 1992, *ApJ*, 386, 539

# White Dwarfs in NGC6397 & M4: Constraints on the Physics of Crystallization

D.E. Winget<sup>\*</sup>, M.H. Montgomery<sup>\*</sup>, S.O. Kepler<sup>†</sup>, F. Campos<sup>†</sup> and P. Bergeron<sup>\*\*</sup>

*<sup>\*</sup>Department of Astronomy, McDonald Observatory and the Texas Cosmology Center, University of Texas at Austin, Austin, TX, USA*

*<sup>†</sup>Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, RS - Brasil*

*<sup>\*\*</sup>Département de Physique, Université de Montréal, C. P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal, Québec H3C 3J7, Canada*

**Abstract.** We explore the physics of crystallization in the dense Coulomb plasma of the deep interiors of white dwarf stars using the color-magnitude diagram and luminosity function constructed from Hubble Space Telescope photometry of the globular cluster M 4 and compare it with our results for proper motion cleaned Hubble Space Telescope photometry of the globular cluster NGC 6397. We demonstrate that the data are consistent with a binary mixture of carbon and oxygen crystallizing at a value of  $\Gamma$  higher than the theoretical value for a One Component Plasma (OCP). We show that this result is in line with the latest Molecular Dynamics simulations for binary mixtures of C/O. We discuss implications for future work.

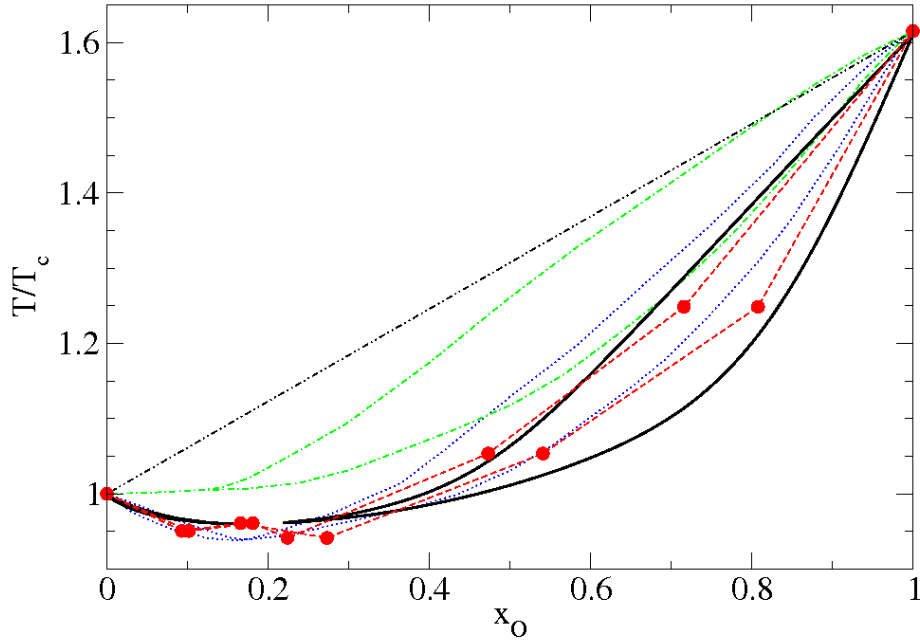
**Keywords:** white dwarfs, astrophysical plasma, stellar evolution

**PACS:** 97.20.Rp, 95.30.Qd, 97.10.Cv

## ASTROPHYSICAL CONTEXT

In [9] we showed that the HST observations of the globular cluster NGC 6397 could be used to constrain the physics of crystallization in a dense Coulomb plasma. In particular, we suggested that either there was very little oxygen in the interiors of globular cluster white dwarf stars, or the binary mixture of carbon and oxygen must crystallize at a much higher value of  $\Gamma$  than that for a one component plasma (OCP). This work created renewed interest in the crystallization of a binary mixture of carbon and oxygen; several groups have since investigated this question and published their findings, these include Medin & Cumming (2010) [4], Horowitz, Schneider & Berry (2010) [3], and H. DeWitt and collaborators (2010) [2].

The melting curve from Figure 2 in Horowitz, Schneider & Berry (2010) [3] is shown, with permission, in our Figure 1. The key result from this work and that of Medin & Cumming (2010) [4] is that for oxygen mass fractions less than about 60%, the melting temperature is very close to that for pure carbon. This has profound consequences for our understanding of the interiors of globular cluster white dwarfs. In this paper we use this melting curve to recalculate the theoretical luminosity function for NGC 6397 using models with equal mass fractions of carbon and oxygen using the constraints and techniques described in [9] to compare with the observed luminosity function from HST data using a proper motion cleaned sample obtained by Richer et al. (2008) [6]. We perform a similar calculation of the theoretical luminosity function for the globular

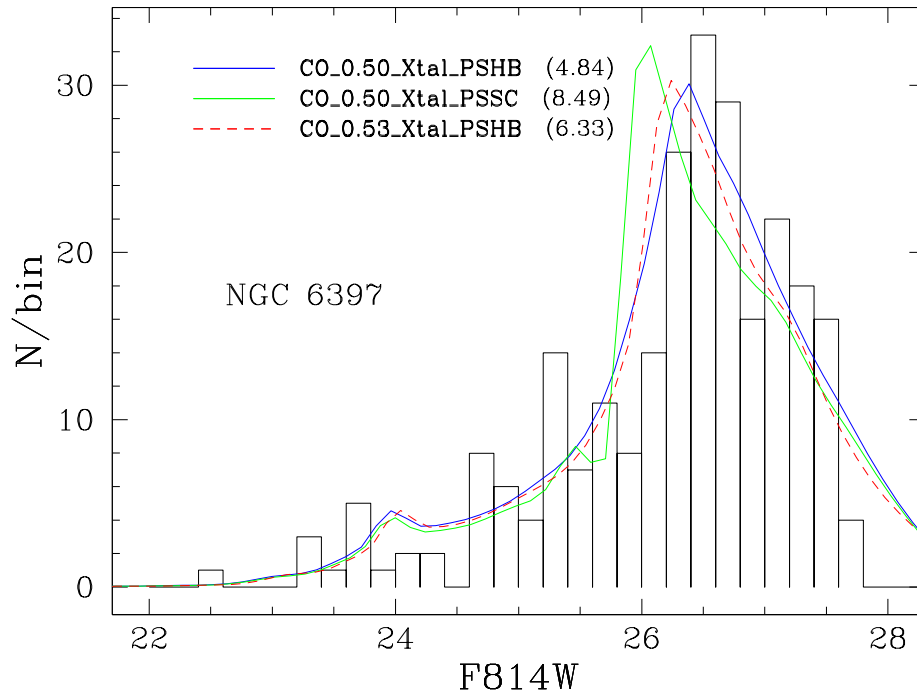


**FIGURE 1.** Theoretical phase diagram taken from Figure 2 of Horowitz, Schneider & Berry (2010) [3], with permission. The plot shows the excellent agreement between the results of [4], the solid black lines, and the filled red circles of the molecular dynamics simulations of [3]. The liquid and solid phase are shown as two separate lines. The additional calculations shown are density functional calculations of Segretain (1996) [7], the dot-dashed green lines, and Ogata et al. (1993) [5], the dotted blue line; the dot dashed grey lines represent the value of  $\Gamma = 178$  connecting the pure carbon point with pure oxygen.

cluster M4 and compare with the HST observations of Bedin et al. (2009) [1].

## NGC 6397 REVISITED WITH THE NEW MELTING CURVE

We used the same theoretical colors from model atmosphere grid computed by one of us (PB) and the same values of distance and reddening as our earlier work [9]. These last are obtained by fitting the main sequence and the white dwarf cooling sequence simultaneously; this serves to anchor the cooling tracks in the observed color-magnitude diagram, thereby constraining the white dwarf masses. In Figure 2 we plot the observed luminosity function in the F814W filter against a set of theoretical models. All models are computed with 50/50 carbon and oxygen and include phase separation. The models labeled PSSC use the old Segretain and Chabrier [8] phase diagram, and the models labeled PSHB use the new [3] phase diagram. This verifies the conclusions of [3] and illustrates that evolutionary models computed with the new phase diagram, computed



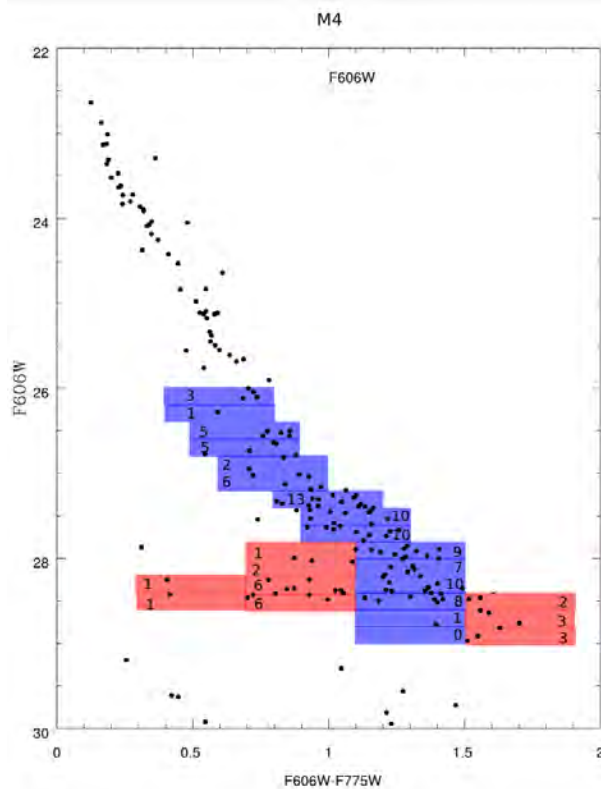
**FIGURE 2.** Theoretical Luminosity Functions plotted with the observed Luminosity Function for NGC 6397.

for a binary (50/50) mixture of carbon and oxygen using new molecular dynamics calculations, provide a comparable fit to that obtained with the old pure carbon models.

We stand to gain considerable confidence in these new phase diagram results if we can use them successfully for another cluster. In the next section we examine this question.

## A COLOR-MAGNITUDE DIAGRAM FOR M4

In figure 3 we see the color magnitude diagram for the white dwarf stars created from the HST observations of M4 by Bedin et al. (2009). We obtained reddening and distance parameters to place the models in the color-magnitude plane by again simultaneously fitting both the main sequence and the white dwarf cooling sequence as in [9]. Note that presence of a blue hook, presumably the result of low temperature opacity effects from collisionally induced absorption, necessitates the division of the color-magnitude diagram into color regions as shown in the figure in red and blue boxes. The inclusion of the stars in red boxes in the luminosity function results in a piling-up of stars that is only an artifact of the blue hook on the left-hand side and possible DB stars on the right-hand side. We also note that M4 may be less well characterized by a single mass through the region of the luminosity function maximum than was the case for NGC 6397.



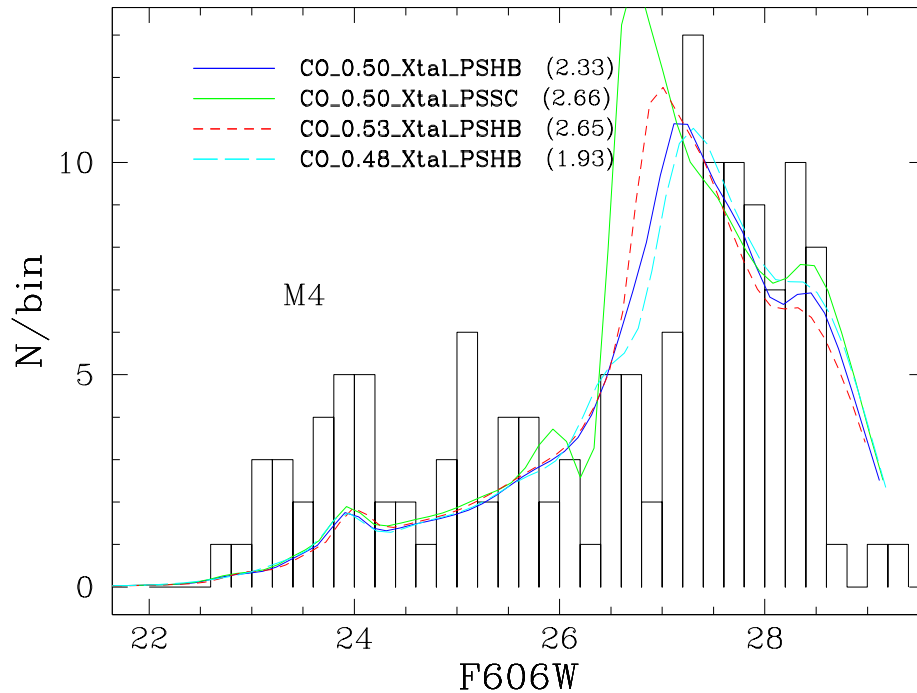
**FIGURE 3.** We plot the observed color-magnitude diagram for M4. The results of summing the stars in each of the quarter-magnitude bins are shown as a number printed inside each shaded rectangle.

## APPLICATION OF THE NEW MELTING CURVES TO M4

We construct the luminosity function for the white dwarfs in M4 by plotting the numbers in each of the central, blue-shaded, boxes shown in figure 3 as a function of magnitude. We then apply the same tools and techniques to construct the theoretical luminosity functions to compare with M4. Although the same model atmospheres were used, there is a difference in the filters used on HST for the observations as noted in the axes. In figure 4 we present the results of the theoretical luminosity functions with the old and new phase diagrams to the observed luminosity function constructed as described above. Our results are very consistent with those for NGC 6397 as the figure clearly shows. Although we have only plotted the lower mass models in the figure for the M4 cluster, We do note that these models are likely the best-fitting mass for both clusters.

## CONCLUSIONS AND DISCUSSION

We find that our results from fitting the observed luminosity functions in the globular clusters NGC 6397 and M4 with models constructed using the phase diagram of Horowitz, Schneider, and Berry (2010) [3] allow us to draw two important conclusions. First, and



**FIGURE 4.** Theoretical Luminosity Functions plotted with the observed Luminosity Function for M4.

perhaps least surprising, the internal composition of the white dwarf stars in globular clusters are consistent with the conclusions of asteroseismology for the internal abundances of disk white dwarfs: roughly equal parts carbon and oxygen in the core. This is not surprising as there was no a priori reason to suspect that the metallicity of the star on the main sequence would affect the results of helium burning in the core. Second, the ratio of the Coulomb to the thermal energy of the ions at crystallization in a dense Coulomb plasma is substantially higher for a binary C/O mixture than for a one component plasma (OCP).

What might be less obvious, is that the two conclusions above may be strongly linked. The deep interior is not a pure binary mixture, but contains trace elements in proportion to the parent metallicity, as well as those resulting from by-products of helium burning. Does this alter the  $\Gamma$  of crystallization relative to a pure binary mixture? The effect may be significantly enhanced near the centers by the settling of heavier elements in the core—this is more fully described by Garcia-Berro et al. in a paper in these proceedings. As they point out, this releases additional gravitational energy, slowing cooling. This raises an interesting question. Does increasing the fractional abundance in the core of elements heavier than carbon and oxygen, beyond trace levels associated with the parent metallicity, have the potential to further affect the value of  $\Gamma$  at crystallization? This remains to be investigated.

## ACKNOWLEDGMENTS

This work was supported by the National Science Foundation under grant AST-0909107, by the Norman Hackerman Advanced Research Program under grants 003658-0255-2007 and 003658-0252-2009, by the Delaware Asteroseismic Research Center, CNPq-Brazil, and NSERC Canada.

## REFERENCES

1. L. R. Bedin, M. Salaris, G. Piotto, J. Anderson, I. R. King, and S. Cassisi, *Astrophys. J.* **697**, 965 (2009).
2. H. DeWitt, private communication (2010).
3. C. J. Horowitz, A. S. Schneider, and D. K. Berry, *Phys. Rev. Letters* **104**, 231101 (2010).
4. Z. Medin and A. Cumming, *Phys. Rev. E* **81**, 036107 (2010).
5. S. Ogata, H. Iyetomi, S. Ichimaru, and H. M. Van Horn, *Phys. Rev. E* **48**, 016411 (2009).
6. H. B. Richer, et al. *A.J.* **135**, 2141 (2008).
7. S. Segretain, *Astron. Astrophys.* **310**, 485 (1996).
8. L. Segretain, and G. Chabrier, *Astron. Astrophys.* **271**, L13 (1993).
9. D. E. Winget, S. O. Kepler, F. Campos, M. H. Montgomery, L. Girardi, P. Bergeron, and K. Williams, *Astrophys. J.* **693**, L6 (2009).