



UNIVERSITÀ DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA “GALILEO GALILEI”

CORSO DI LAUREA IN ASTRONOMIA

Studio dell’ammasso aperto NGC 6791 con il Telescopio Spaziale *Hubble*

Relatore

Prof. Nardiello Domenico

Laureando

Resente Giorgio

Correlatori

Dr. Bedin Luigi (INAF – OAPd)

Dr. Libralato Mattia (INAF – OAPd)

ANNO ACCADEMICO 2025-2026

Data di laurea 16/07/2026

*La bellezza è un termine logico, Capitano,
quando si riferisce a una complessa struttura che funziona in perfetta armonia.*

— Spock

Abstract

Il presente lavoro è dedicato allo studio dell'ammasso aperto NGC 6791 mediante dati del Telescopio Spaziale *Hubble* (“*Hubble Space Telescope*”, *HST*). Dopo un primo Capitolo introduttivo, la tesi si concentra sulla costruzione di un primo catalogo astro-fotometrico necessario allo sfruttamento dei dati del programma GO-17077 (PI: Bedin) di *HST*, finalizzato ad osservazioni esoplanetarie sull'ammasso grazie all'integrazione dell'alta risoluzione spaziale di *HST* con l'alta risoluzione fotometrica di *Kepler*.

A tal fine sono stati utilizzati i dataset dei programmi *HST* GO-17077 e GO-9815 (PI: King) – utilizzato come prima epoca in attesa del completamento del programma GO-17402 (PI: Bedin) – per costruire un catalogo comprensivo di moti propri. La probabilità di appartenenza è stata determinata per questo catalogo, oltre che per un catalogo *Gaia* per le sorgenti più brillanti, ottenendo diagrammi colore-magnitudine significativamente ripuliti dalla contaminazione di campo.

Infine, dato l'interesse suscitato dal recentemente scoperto “M-Dwarf Gap”, i dati del programma GO-17077 sono stati utilizzati anche per investigare la presenza di questo minimo locale nella funzione di luminosità delle stelle di piccola massa. Tuttavia, la limitata ampiezza del campione non ne consente una rilevazione statisticamente significativa.

Nel complesso, il lavoro fornisce un primo catalogo di membri di NGC 6791 e pone le basi per future analisi basate sulle prossime osservazioni *HST* e sull'integrazione con i dati della missione *Kepler*.

Indice

1	Contesto Scientifico e Bibliografico	1
1.1	Introduzione agli Ammassi Aperti	1
1.2	Inquadramento Storico	3
1.3	Parametri Fotometrici Fondamentali	6
1.4	Proprietà Chimiche	11
1.5	Morfologia del CMD e Popolazioni Esotiche	15
1.6	Dinamica e Origine Galattica	25
2	Presentazione dei Dati e Processo di Riduzione	29
2.1	Il Razionale Scientifico e la Strategia Osservativa	29
2.2	Strumentazione: il Telescopio Spaziale <i>Hubble</i>	30
2.2.1	“Advanced Camera for Surveys” (ACS)	30
2.2.2	“Wide Field Camera 3” (WFC3)	31
2.2.3	Campionamento della PSF e Geometria del Campo	32
2.2.4	Effetti Sistemati e Degradazione Strumentale	34
2.3	Osservazione di NGC 6791	35
2.3.1	Il Programma GO-17077	35
2.3.2	Il Programma GO-9815	37
2.3.3	Pre-Riduzione e Dataset	38
2.4	Processo di Riduzione dei Dati	39
2.5	Il Catalogo Complementare <i>Gaia</i>	42
3	Determinazione Astrometrica della Probabilità di Appartenenza	47
3.1	Membership Probability delle Sorgenti Brillanti con <i>Gaia</i>	47
3.2	Membership Probability delle Sorgenti Deboli con <i>HST</i>	53
4	Analisi del CMD e ricerca del “M-Dwarf Gap”	59
4.1	Il “M-Dwarf Gap” nella Letteratura Astrofisica	60
4.2	Identificazione della Regione Corrispondente a 0.35 Masse Solari	62

4.3	Analisi dei Conteggi Stellari	66
	Conclusioni	75
	Bibliografia	77

Elenco delle figure

1.1	Visualizzazione del gradiente di metallicità galattico. Metallicità in funzione della distanza dal centro galattico (sopra) e del momento angolare (sotto) [Spina et al. 2022].	3
1.2	Il primo CMD di NGC 6791 prodotto da Kinman (1965) è mostrato interamente nel pannello (a). I pannelli (b) e (c) mostrano porzioni dello stesso CMD in intervalli di magnitudine ristretti. Il pannello posto tra (a) e (b) è l'isogramma che descrive la distribuzione di colore delle stelle di campo.	4
1.3	CMD calcolati a diverse distanze (R) dal centro d'ammasso per mostrare l'omogeneità del reddening [Ahmed 2025].	7
1.4	Mappa dell'arrossamento differenziale riportata da Brogaard et al. (2012). <i>Pannello in basso a sinistra</i> : una mappa 2D dell'arrossamento espresso in scala di grigi sul piano dei pixel del CCD ("Charge-Coupled Device", in italiano dispositivo ad accoppiamento di carica); la legenda si trova in alto a destra (alle zone più chiare corrisponde un arrossamento maggiore). <i>Pannelli in alto a sinistra e in basso a destra</i> : discostamento dell'arrossamento osservato dal valor medio $\Delta E(B - V)$ in funzione della posizione del pixel in Y (in alto) e in X (in basso).	8
1.5	Applicazione della teoria asterosismologica di Wu et al. (2014) su NGC 6791 (a) ed NGC 6819 (b).	10
1.6	Confronto tra i valori di metallicità ricavati in quattro articoli diversi.	12
1.7	Abbondanza degli elementi α in funzione della metallicità in diversi ammassi. Si osserva la collocazione di NGC 6791 nella zona "high- α " [Linden et al. 2017].	13
1.8	Abbondanze di alluminio e magnesio in funzione della metallicità. I punti blu rappresentano le stelle del disco sottile, quelli rossi le stelle del bulge. Il punto nero rappresenta NGC 6791 [Villanova et al. 2018].	13

1.9	Evoluzione dei parametri di abbondanza iniziale di elio Y_0 , età e metallicità di NGC 6791. Trascrivo di seguito la didascalia riportata in McKeever et al. (2019): (1) Harris e Canterna (1981), (2) Anthony-Twarog e Twarog (1985), (3) Kaluzny (1990), (4) Garnavich et al. (1994), (5) Montgomery et al. (1994), (6) Kaluzny e Rucinski (1995), (7) Tripicco et al. (1995), (8) Chaboyer et al. (1999), (9) Stetson et al. (2003), (10) King et al. (2005), (11) Carney et al. (2005), (12) Carraro et al. (2006), (13) Anthony-Twarog et al. (2007), (14) Kalirai et al. (2007), (15) Grundahl et al. (2008), (16) Basu et al. (2011), (17) Brogaard et al. (2012), (18) Wu et al. (2014b), (19) An et al. (2015), and (20) Kallinger et al. (2018).	14
1.10	Questa figura mostra un CMD costruito da Ahmed (2025) con dati <i>Gaia</i> [Gaia Collaboration et al. 2016]. Si osserva che alcune stelle di “red clump” (rombi) sono situate in una zona molto più calda, e meno luminosa, del diagramma, a circa $-0.5 < G_{BP} - G_{RP} < 0.5$ e $16.5 < G < 18.5$; queste sono le stelle di EHB. Il grafico evidenzia anche le Blue Stragglers: le sorgenti cerchiare situate sopra il punto di Turn-Off, da Ahmed (2025) qui chiamate “BS Stars”.	17
1.11	CMD di Jadhav et al. (2023) su un campione <i>Gaia</i> [Gaia Collaboration et al. 2016]. Le Blue Lurkers, caratterizzate da eccesso UV, sono rappresentate in blu.	18
1.12	Blue Lurkers e stelle di EHB mostrate sul diagramma HR [Jadhav et al. 2023]. Il grafico esprime la luminosità (in luminosità solari) in funzione della temperatura efficace, in scala logaritmica. Le stelle caratterizzate da eccesso di radiazione ultravioletta sono quelle rappresentate con pallini pieni e con rombi (sia pieni sia vuoti). Si osserva che questo tipo di stelle si distribuiscono principalmente in due zone del diagramma: intorno alla MS, al TO e sulla RGB (Blue Lurkers) e in basso a sinistra (EHB).	19
1.13	Identificazione sul CMD di candidate SSG (quadrati rossi) ad opera di Milliman et al. (2016).	20
1.14	La linea orizzontale rappresenta un livello di completezza del 50%. <i>Primo pannello</i> : il CMD osservato nell’intorno della zona dove si trovano le WD. <i>Secondo pannello</i> : la simulazione delle nane bianche artificiali, utilizzata per testare l’efficienza dei ritrovamenti. <i>Terzo pannello</i> : la curva di completezza, che indica la frazione di oggetti osservati rispetto a quelli con una buona probabilità di essere nane bianche reali. <i>Quarto pannello</i> : la selezione finale delle WD reali su cui è basata l’analisi. <i>Quinto pannello</i> : la funzione di luminosità risultante; il doppio picco è evidente. [Bedin et al. 2008a].	21

1.15	Isocrone sulla WDLF. Entrambi i picchi corrispondono ad età troppo basse, mentre l'isocrona di 8 Gyr non corrisponde ad alcun picco osservato [Bedin et al. 2008a].	22
1.16	La figura contiene tre CMD ottenuti dall'utilizzo di diverse bande per il calcolo del colore ($B - V$; $V - I_c$; $V - K_s$). Questi CMD sono usati come esempi per mostrare l'effetto del broadening: si osserva infatti che le stelle si dispongono intorno alle isocrone (rappresentate dalle linee continue) in un intervallo di colori ampio, inficiando la determinazione precisa dei parametri dell'ammasso [An et al. 2015].	23
1.17	Residui di colore analizzati da An et al. (2015). Gli autori utilizzano i pannelli con $\Delta(V - I_c)$ in ordinata per valutare la bontà della scelta dell'eccesso di colore. Nonostante $E(B - V) = 0.11$ rappresenti con questo criterio un valore appropriato, i valori di $\Delta(B - V)$ corrispondenti presentano ancora delle sistematiche [An et al. 2015].	23
1.18	Orbita di NGC 6791. La croce rappresenta il punto di nascita dell'ammasso, il cerchio vuoto la posizione attuale [Ahmed 2025].	25
1.19	Rilevazione di una rotazione significativa ad opera di Kamann et al. (2019). I pannelli lungo la diagonale rappresentano le distribuzioni di probabilità per ogni singolo parametro, come la velocità di rotazione (v_{rot}) e la dispersione di velocità (σ_{LOS}), mentre i grafici a dispersione mostrano le correlazioni tra le coppie di parametri. Le linee blu indicano i valori più probabili (il picco della distribuzione).	27
1.20	<i>A sinistra</i> : MF di NGC 6791 osservata da Ahmed (2025), modellata da due gaussiane. <i>A destra</i> : MF classica.	27
2.1	La figura mostra i campi di vista di ACS/WFC (prima epoca, in blu) e di WFC3/UVIS (seconda epoca, in rosso).	38
2.2	Esempio di un'immagine <code>flc.fits</code> . Questa in particolare è un'immagine catturata da uno dei due CCD ($2048 \times 4096 \text{ pixel}^2$) di ACS/WFC all'epoca 1 con il filtro F606W.	39
2.3	Catalogo relativo alle osservazioni del programma GO-9815 (PI: King) utilizzato per l'analisi descritta nel capitolo successivo.	41
2.4	Catalogo relativo alle osservazioni del programma GO-17077 (PI: Bedin) utilizzato per l'analisi descritta nel capitolo successivo. Il riquadro blu contiene le posizioni in comune con il catalogo della prima epoca.	41
2.5	Percentuale delle sorgenti sature in funzione delle magnitudini m_{F606W} ed m_{F814W} . Il grafico si riferisce ai valori di magnitudini e saturazioni acquisiti durante la seconda epoca da WFC3/UVIS.	43

3.1	Errori sulle misure di parallasse (a sinistra) e dei moti propri (a destra) in funzione della magnitudine G . Il limite è stato posto a $\epsilon_{\varpi} = 0.2$ mas e $\epsilon_{\mu} = 0.2$ mas yr ⁻¹ , che corrispondono a $G \approx 19$.	51
3.2	Istogramma del numero di stelle nel catalogo <i>Gaia</i> per ciascuna magnitudine G . Si osserva che la maggior parte delle sorgenti rientra nell'intervallo $13 < G < 19$.	51
3.3	Membership Probability delle stelle del catalogo <i>Gaia</i> .	52
3.4	Membership Probability delle stelle del catalogo <i>HST</i> .	56
4.1	CMD dell'ammasso NGC 6791 ottenuti considerando solo le sorgenti sopra una determinata soglia P di Membership Probability. N indica il numero di sorgenti che soddisfano tale condizione.	63
4.2	Fit delle isocrone PARSEC sui due dataset.	66
4.3	CMD di NGC 6791.	67
4.4	CMD dei dati di WFC3/UVIS utilizzati per la ricerca del gap, ingrandita intorno alla zona corrispondente a $(0.35 \pm 0.05) M_{\odot}$.	68
4.5	Parametro QFIT in funzione delle magnitudini m_{F606W} e m_{F814W} . Sono state selezionate solo le sorgenti al di sotto della curva rossa.	70
4.6	Parametro rxS in funzione delle magnitudini m_{F606W} e m_{F814W} . Sono state selezionate per ciascun bin in magnitudine solo le sorgenti all'interno delle soglie rappresentate dalle rette rosse in figura.	70
4.7	CMD dei dati <i>HST</i> .	71
4.8	Funzione di luminosità del dataset selezionato. La zona rossa intorno a $m_{F606W} \approx 25$ mag indica dove il gap è atteso secondo il modello PARSEC. I bin in magnitudine sono larghi 0.05 mag.	72

Capitolo 1

Contesto Scientifico e Bibliografico

Situato nella costellazione della Lira, alle coordinate galattiche $l = 69.96^\circ$ e $b = 10.90^\circ$ [Kalirai et al. 2007], l'ammasso aperto NGC 6791 si colloca ad una distanza eliocentrica di circa 4.1 kpc [Sanjayan et al. 2022], che alla sua latitudine corrisponde ad un'altezza di circa 1 kpc sopra il piano del disco [Bedin et al. 2006]. L'ammasso appare particolarmente interessante a causa di una serie di caratteristiche (in particolare età, metallicità e posizione) che risultano intermedie tra quelle degli ammassi aperti e dei globulari.

1.1 Introduzione agli Ammassi Aperti

Un ammasso aperto è un gruppo di stelle coeve nate dalla stessa nube molecolare e legate gravitazionalmente tra loro. Questi oggetti, situati principalmente sul piano galattico, sono composti di stelle giovani (di popolazione I).

Questi oggetti si distinguono dall'altra categoria di ammassi stellari, gli ammassi globulari, per una serie di caratteristiche fisiche e morfologiche. Gli ammassi globulari, più antichi e situati nell'alone galattico, presentano infatti una forma sferica e una densità stellare maggiore, oltre che un numero più elevato di membri. Gli ammassi aperti, d'altra parte, hanno una forma più irregolare e una struttura meno compatta.

In virtù della loro origine comune, i membri di un ammasso sono considerati sistemi singoli di stelle ("Simple Stellar Populations", SSP) [Spina et al. 2022], poiché condividono la stessa età, distanza e composizione chimica iniziale. Queste proprietà rendono gli ammassi aperti degli ottimi laboratori naturali, fornendo sequenze empiriche di riferimento fondamentali per le calibrazioni astrofisiche [Piskunov et al. 2005].

La distribuzione degli ammassi aperti lungo il disco della Via Lattea forma un sistema piuttosto piatto, con un'altezza di scala di circa 50–60 pc [Piskunov et al. 2005]. Sebbene si stimi che nel disco galattico siano presenti circa 10^5 ammassi, solo il 10% della popolazione stellare totale

del disco sembra aver avuto origine in questi sistemi legati, mentre la maggior parte delle stelle deriverebbe da associazioni stellari meno dense e rapidamente dissolte [Piskunov et al. 2005]. Dal punto di vista morfologico, un ammasso aperto è tipicamente caratterizzato da una struttura a due componenti: un nucleo denso (“core”) e una regione esterna più diffusa (corona) [Tarricq et al. 2022]. Studi recenti hanno evidenziato come queste strutture siano molto più estese di quanto ipotizzato in passato [Tarricq et al. 2022].

Il raggio del core (R_c) varia generalmente tra 1 e 2.5 pc, tendendo a contrarsi negli ammassi più evoluti a causa del rilassamento dinamico (il processo fisico attraverso cui un sistema stellare raggiunge uno stato di equilibrio termodinamico interno tramite scambi di energia tra le singole stelle) [Tarricq et al. 2022]. Il raggio mareale (R_t), che delimita il confine dell’influenza gravitazionale dell’ammasso, può estendersi invece fino a 30 pc [Tarricq et al. 2022]. Oltre questo limite, le stelle possono formare le cosiddette code mareali (“tidal tails”), strutture “ad S” modellate dal potenziale gravitazionale della Galassia [Tarricq et al. 2022].

L’evoluzione dinamica di questi sistemi è governata dal processo di segregazione di massa: le interazioni gravitazionali a due corpi portano le stelle più massicce a migrare verso il centro, mentre le stelle più leggere vengono spinte verso la periferia [Tarricq et al. 2022]. Questo fenomeno, unito all’evaporazione stellare e alle perturbazioni esterne (come gli shock causati dal passaggio attraverso i bracci di spirale), porta la maggior parte degli ammassi aperti a dissolversi nel campo stellare in un tempo medio di circa 322 Myr [Tarricq et al. 2022; Piskunov et al. 2005].

Gli ammassi aperti, inoltre, permettono di mappare il gradiente di metallicità radiale della Galassia con elevata precisione [Spina et al. 2022]. Studi condotti su campioni omogenei indicano una pendenza negativa del gradiente di metallicità, pari a $-0.064 \pm 0.007 \text{ dex kpc}^{-1}$, confermando che il contenuto di metalli decresce progressivamente verso le regioni esterne del disco (Figura 1.1) [Spina et al. 2022]. Tuttavia, tale andamento non è uniforme: si osserva infatti un netto appiattimento del gradiente oltre una distanza galattocentrica R_{Gal} di circa $(12.1 \pm 1.1) \text{ kpc}$, suggerendo dinamiche di arricchimento o mescolamento differenti per il disco esterno [Spina et al. 2022].

Sebbene la maggior parte degli ammassi aperti presenti valori prossimi a quello solare, la varietà osservata è significativa, specialmente nelle vicinanze del Sole (entro 0.5 kpc), dove la metallicità $[\text{Fe}/\text{H}]$ oscilla tra -0.2 e $+0.35$ [Spina et al. 2022].

In questo scenario, NGC 6791 emerge come un caso di studio particolare: oltre alla sua età ($\sim 8 \text{ Gyr}$) ed alla sua altezza sopra il piano del disco, che presentano valori particolarmente alti per un ammasso aperto, la sua metallicità ($[\text{Fe}/\text{H}] \approx +0.3$) risulta anch’essa alquanto elevata, considerando la sua attuale distanza dal centro galattico di ben $\sim 8 \text{ kpc}$.

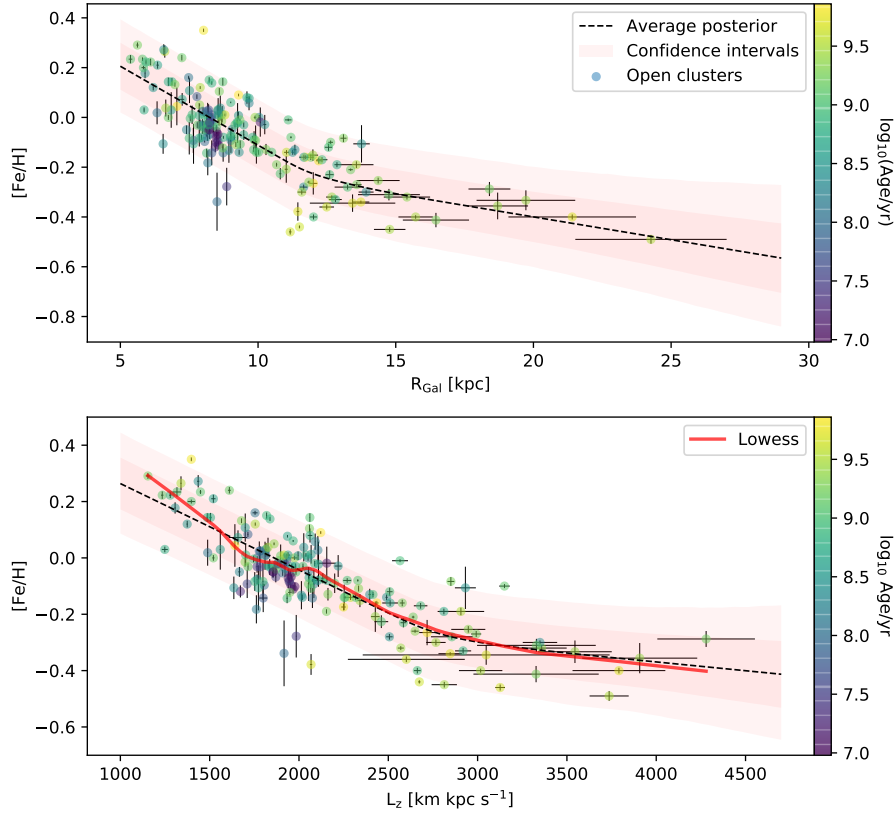


Figura 1.1: Visualizzazione del gradiente di metallicità galattico. Metallicità in funzione della distanza dal centro galattico (sopra) e del momento angolare (sotto) [Spina et al. 2022].

1.2 Inquadramento Storico

Tra i primi studi su NGC 6791 vi è certamente quello di Kinman (1965), che lo identificò come un ammasso eccezionalmente ricco di stelle, inizialmente paragonandolo all'ammasso aperto M67. Utilizzando lastre fotografiche, Kinman (1965) produsse un diagramma colore-magnitudine (“Color Magnitude Diagram”, da qui in poi CMD), mostrato in Figura 1.2, che assomigliava a quelli degli ammassi globulari. Kinman (1965) ipotizzò un’età di 10–12 miliardi di anni, collocando l’ammasso in una fase di transizione tra le popolazioni del disco vecchio e quelle dell’alone.

Successivamente, Spinrad e Taylor (1971) pubblicarono i risultati delle loro analisi spettrofotometriche. Essi definirono l’ammasso “Super-Metal-Rich” (molto ricco di metalli), stimando un’abbondanza metallica $[M/H] = +0.75 \pm 0.2$. Questa scoperta infranse il paradigma dell’epoca, secondo cui l’alta metallicità era esclusiva degli oggetti giovani e strettamente confinati nel piano galattico.

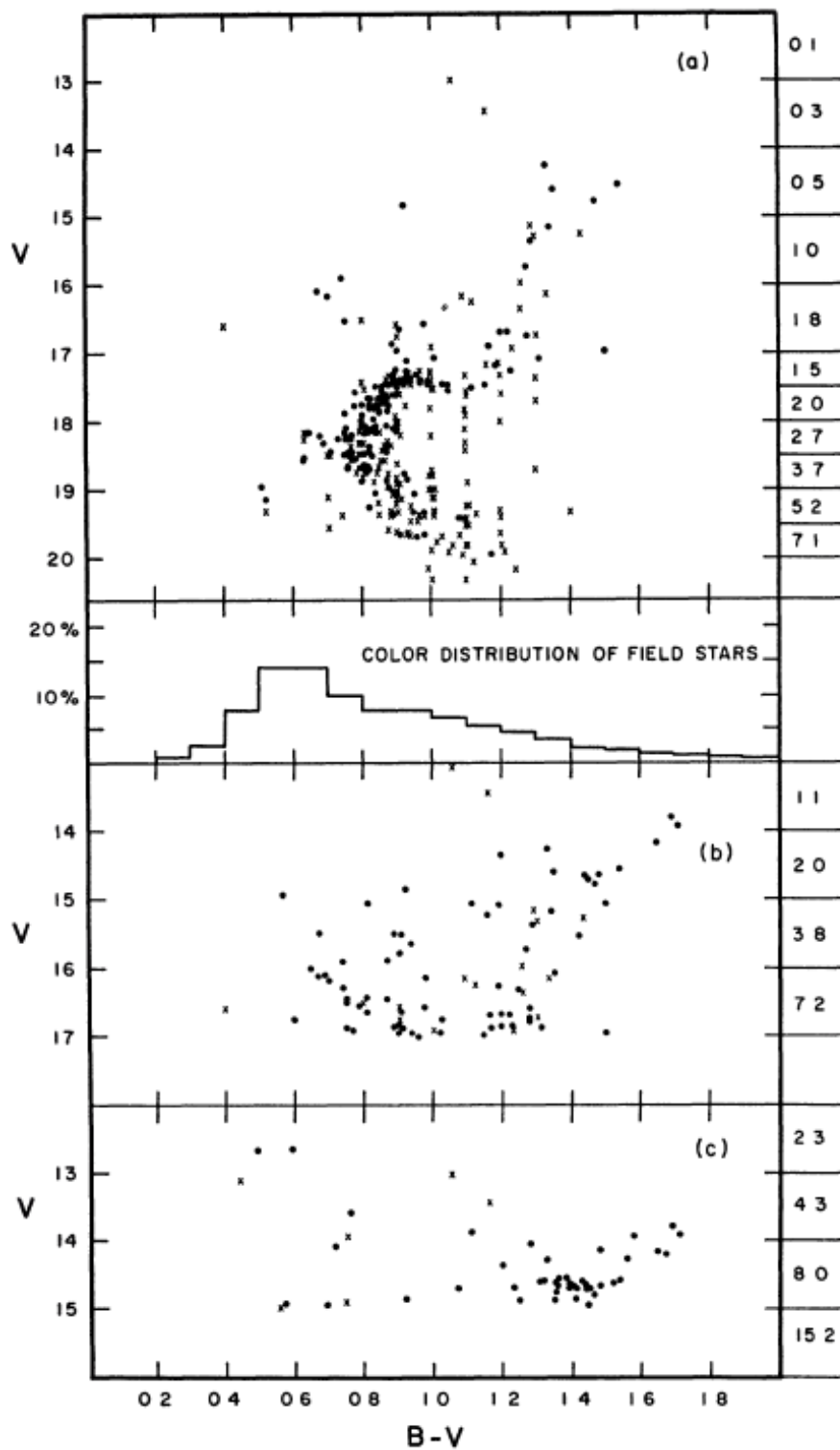


Figura 1.2: Il primo CMD di NGC 6791 prodotto da Kinman (1965) è mostrato interamente nel pannello (a). I pannelli (b) e (c) mostrano porzioni dello stesso CMD in intervalli di magnitudine ristretti. Il pannello posto tra (a) e (b) è l'isogramma che descrive la distribuzione di colore delle stelle di campo.

Tra gli anni '80 e i primi '90, diversi autori tentarono di ridimensionare queste cifre: Janes (1984), utilizzando il sistema fotometrico a banda intermedia DDO (che prende il nome dal David Dunlap Observatory), e Canterna et al. (1986), con la fotometria Washington (un sistema fotometrico a banda larga, con quattro principali filtri che vanno dal violetto al vicino infrarosso), proposero una metallicità quasi solare o addirittura leggermente sub-solare, suggerendo che i dati precedenti fossero stati influenzati da un'errata stima dell'arrossamento interstellare.

Il lavoro di Kaluzny e Rucinski (1993) suggeriva, invece, un valore di $[\text{Fe}/\text{H}] \approx +0.18$, confermando valori di metallicità supersolari per le stelle dell'ammasso. Rilevante fu anche il contributo di Peterson e Green (1998), i quali, tramite spettroscopia echelle ad alta risoluzione su singole stelle del Ramo Orizzontale, calcolarono un'abbondanza di ferro superiore al doppio di quella solare $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.4 \pm 0.1$, arricchita da eccessi di azoto, sodio e magnesio.

Parallelamente, l'analisi di NGC 6791 portò all'individuazione di popolazioni stellari esotiche, a partire dall'identificazione di stelle calde in fasi evolutive avanzate: Liebert et al. (1994) individuarono una popolazione di subnane calde di tipo sdB e sdO, costituenti un Ramo Orizzontale Estremo ("Extreme Horizontal Branch", EHB). La presenza di tali oggetti in un ambiente ad alta metallicità – caratteristica tipicamente associata, nei modelli classici, a popolazioni povere di metalli – forniva una spiegazione fisica locale al fenomeno dell'eccesso di radiazione ultravioletta ("UV-upturn") osservato nelle galassie ellittiche massicce [Liebert et al. 1994].

Contemporaneamente, le ricerche condotte da Kaluzny e Rucinski (1993) e Rucinsky et al. (1996) rilevarono una ricca popolazione di stelle variabili, tra cui binarie a contatto di tipo W UMa, binarie non a contatto e variabili cataclismiche.

La sintesi di questi primi decenni di osservazioni fu formalizzata da Chaboyer et al. (1999). Integrando i dati fotometrici con modelli di opacità di Livermore (che descrivono come la radiazione interagisce con la materia all'interno delle stelle) e isocrone ad alta metallicità, il lavoro definì i parametri fondamentali dell'ammasso che restano, in larga parte, i riferimenti per la letteratura successiva: un'età di 8.0 ± 0.5 Gyr, un arrossamento $E(B - V) \approx 0.10$ mag e una metallicità $[\text{Fe}/\text{H}] \approx +0.4$. Tali evidenze hanno contribuito a classificare NGC 6791 come uno degli oggetti più antichi e chimicamente evoluti del disco galattico [Chaboyer et al. 1999].

Nei decenni successivi questi valori sono stati sottoposti a continue revisioni. In Tabella 1.1 sono mostrati i valori dei principali parametri misurati in alcuni degli articoli pubblicati dal 1990 ad oggi. Per la discussione più dettagliata dei singoli parametri, si rimanda alle sezioni successive del presente capitolo.

Autore	[Fe/H]	$\Delta Y/\Delta Z$	$E(B - V)$ [mag]	$(m - M)_V$ [mag]	Età [Gyr]
Kaluzny 1990	0.00	Y solare	0.24	13.60	10
Demarque et al. 1992	0.31	2	0.19	13.65	7.5
Meynet et al. 1993	0.00	Y solare	0.21	13.55	8.9
Carraro et al. 1994	0.19	2.5	0.15	13.50	8
Garnavich et al. 1994	0.20	/	0.19	13.55	9
Tripicco et al. 1995	0.27	/	0.24	13.49	10
Kaluzny e Rucinsky 1995	0.30	2.5	0.17	13.52	7.2
Chaboyer et al. 1999	0.40	2	0.10	13.42	8
King 2005	/	/	0.15	13.5	9
Carraro et al. 2006	0.39	2.0	0.09	13.40	8
Anthony-Twarog et al. 2007	0.45	/	0.155	13.60	7
Brogaard et al. 2012	0.29	1.3	0.160	13.51	8.3
An et al. 2015	0.42	/	0.105	13.04	9.5
Boesgaard et al. 2015	0.30	/	/	/	/
Villanova et al. 2018	0.313	/	/	/	/
Ahmed 2025	0.3	/	0.17	12.98	8.2

Tabella 1.1: Le prime 8 righe della tabella (separate con una linea dalle successive) sono riportate dall’articolo di Chaboyer et al. (1999), mentre i valori delle righe successive sono stati reperiti dalle fonti primarie.

1.3 Parametri Fotometrici Fondamentali

Un primo parametro fondamentale è l’arrossamento (o “reddening”). Storicamente, la stima dell’arrossamento verso NGC 6791 è sempre stata complessa a causa della degenerazione tra gli effetti dell’estinzione interstellare e quelli dell’elevata metallicità. Entrambi i fenomeni, infatti, contribuiscono a uno spostamento verso il rosso della distribuzione spettrale di energia, rendendo difficile isolare i singoli contributi. Già B. J. Taylor (2001) evidenziava come la letteratura precedente fosse affetta da una ambiguità intrinseca, in quanto gli spostamenti cromatici tra le isocrone e la sequenza osservata venivano attribuiti alternativamente a variazioni di metallicità o a diverse stime di arrossamento. Questa incertezza è riflessa dalla dispersione, identificata da Chaboyer et al. (1999), dei valori riportati nella letteratura del XX secolo, che spaziano dal valore minimo di $E(B - V) = 0.09$ mag al massimo di 0.26 mag.

Con l’avvento di tecniche più sofisticate, la convergenza verso un intervallo più ristretto diventa possibile. L’utilizzo della fotometria nel vicino infrarosso (bande J , H , K) ha cercato di stabilizzare la stima attorno a $E(B - V) = (0.14 \pm 0.04)$ mag sfruttando la minor sensibilità dei colori infrarossi al “line blanketing”, fenomeno per cui le righe di assorbimento prodotte dagli elementi pesanti si accumulano producendo spettri arrossati e colmi di righe di assorbimento [Carney et al. 2005]. Questo intervallo ha trovato conferma nei lavori successivi. Ad esempio, Anthony-Twarog et al. (2007) hanno derivato un valore di $E(B - V) = (0.155 \pm 0.016)$ mag tramite indici $H\beta$ indipendenti dalla metallicità, mentre An et al. (2015), sovrapponen-

do la Sequenza Principale osservata a quella di un ammasso di riferimento a distanza nota, in questo caso le Iadi (tecnica chiamata “Main-Sequence fitting”), hanno proposto un valore di $E(B - V) = (0.105 \pm 0.014)$ mag. Infine, il lavoro di Ahmed (2025) basato sui dati di *Gaia* DR3 [Gaia Collaboration et al. 2016; Gaia Collaboration et al. 2023] riporta un eccesso di colore $E(B - V) = (0.17 \pm 0.04)$ mag.

Nonostante l’ampiezza dell’intervallo dei valori di arrossamento, analisi che coinvolgono diversi metodi di osservazione possono fornire indicazioni più precise, come dimostrato da Brogaard et al. (2021), i quali adottano $E(B - V) = 0.178$ mag per mettere in accordo le temperature efficaci spettroscopiche con quelle fotometriche.

In generale, la letteratura degli ultimi 10 anni sembra convergere verso valori di arrossamento nel range $E(B - V) \approx$ da 0.14 a 0.17 mag [Ahmed 2025; Boesgaard et al. 2015; Brogaard et al. 2021; Yakut et al. 2015; Cunha et al. 2015], con una coda di valori più bassi (dalle 0.105 mag An et al. (2015) a circa 0.13 mag secondo Villanova et al. (2018)).

Un ulteriore interessante osservazione al riguardo è stata avanzata da Boesgaard et al. (2015), che ha osservato un arrossamento differenziale (ossia una variazione dell’arrossamento in funzione della posizione) di ± 0.04 mag, suggerendo che lo spread osservato nel CMD non sia puramente di natura fotometrica, ma rispecchi una reale complessità della distribuzione della polvere interstellare davanti all’ammasso.

Nonostante queste evidenze, vi è anche chi sostiene che l’arrossamento differenziale sia trascurabile per questo ammasso, come mostrato da Ahmed (2025) in Figura 1.3. Figura 1.4 mostra invece la mappa dell’arrossamento differenziale esaminato da Boesgaard et al. (2015), inizialmente riportato da Brogaard et al. (2012).

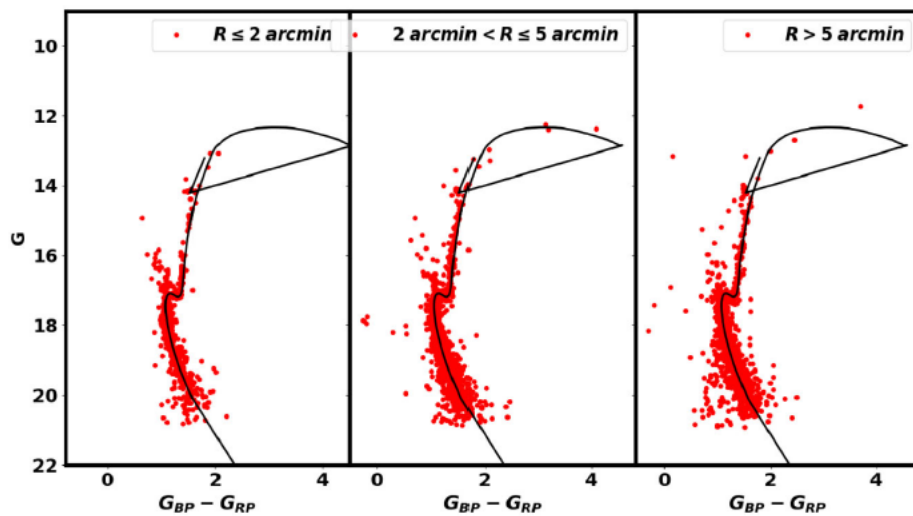


Figura 1.3: CMD calcolati a diverse distanze (R) dal centro d’ammasso per mostrare l’omogeneità del reddening [Ahmed 2025].

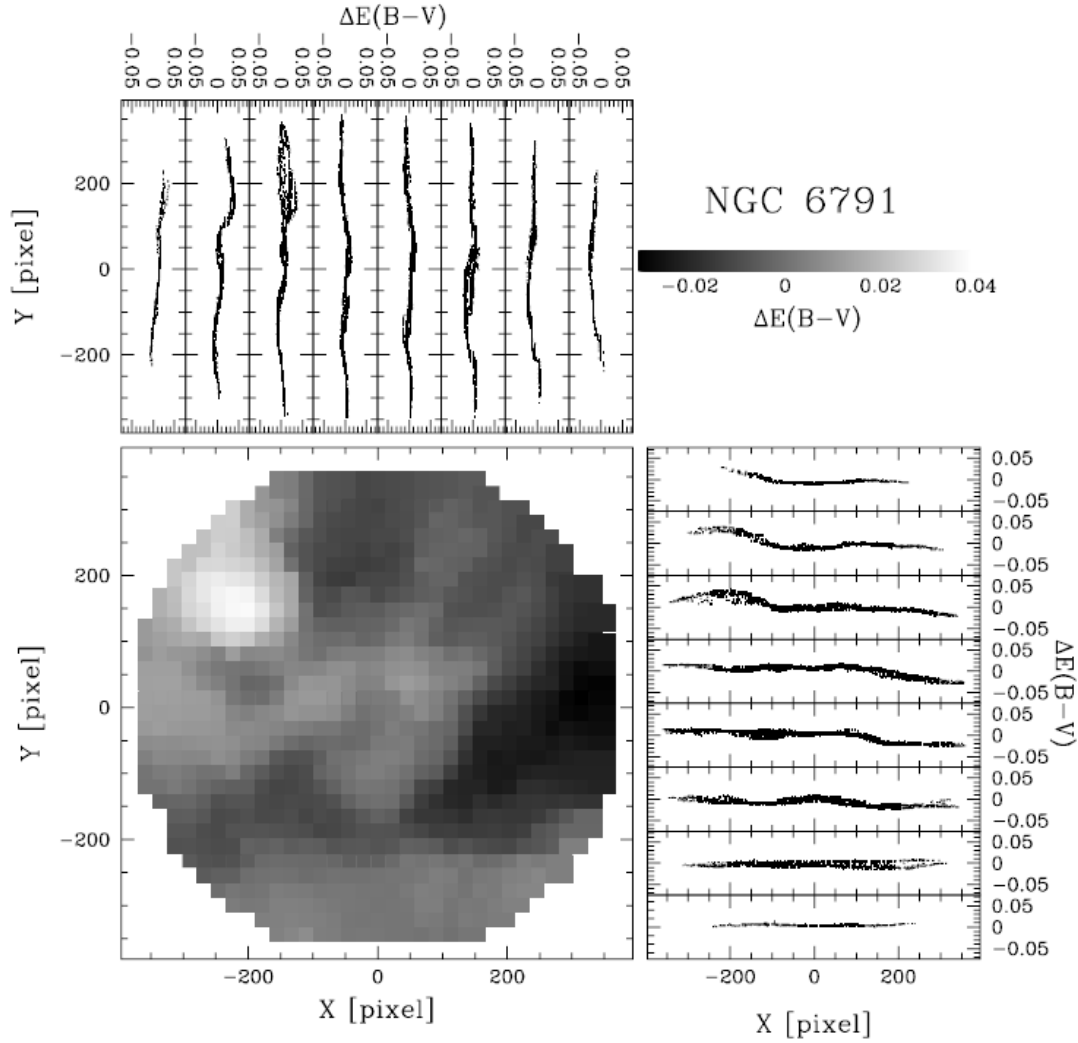


Figura 1.4: Mappa dell’arrossamento differenziale riportata da Brogaard et al. (2012). *Pannello in basso a sinistra*: una mappa 2D dell’arrossamento espresso in scala di grigi sul piano dei pixel del CCD (“Charge-Coupled Device”, in italiano dispositivo ad accoppiamento di carica); la legenda si trova in alto a destra (alle zone più chiare corrisponde un arrossamento maggiore). *Pannelli in alto a sinistra e in basso a destra*: discostamento dell’arrossamento osservato dal valor medio $\Delta E(B - V)$ in funzione della posizione del pixel in Y (in alto) e in X (in basso).

Un altro parametro fondamentale è la distanza, che può essere ricavata fotometricamente dal modulo di distanza ($m - M$), dove m è la magnitudine apparente e M quella assoluta. Tuttavia, la calibrazione del modulo di distanza risente direttamente delle incertezze sull’arrossamento e sulla metallicità sopra citate.

La già citata tecnica del Main-Sequence fitting è il metodo più utilizzato in letteratura per il calcolo del modulo di distanza, con studi basati su dati del Telescopio Spaziale *Hubble* che indicano un modulo di distanza assoluto $(m - M)_0 \approx 13.0$ mag, corrispondente ad una distanza di circa 4 kpc [King et al. 2005]. L’applicazione di correzioni empiriche alle relazioni colore- T_{eff}

operata da An et al. (2015) ha portato a un modulo di (13.04 ± 0.08) mag.

L'integrazione dei dati astrometrici di *Gaia* ha fornito nuove informazioni utili per giungere ad un accordo [Gaia Collaboration et al. 2016]. La parallasse offre infatti una misura geometrica diretta – da cui Ahmed (2025) ha ricavato $d = (4059 \pm 231)$ pc – e in accordo con il fitting di isocrone sui membri confermati da *Gaia* DR3 [Gaia Collaboration et al. 2023]. Sanjayan et al. (2022), utilizzando isocrone MIST [Choi et al. 2016], stimano una distanza di 4134 pc (in accordo con la loro stima di (4123 ± 31) pc, basata sulla parallasse dei membri); mentre Ahmed (2025), impiegando i modelli PARSEC v1.2s [Bressan et al. 2012; Marigo et al. 2017], calcola un modulo di distanza assoluto di (13.1 ± 0.08) mag, corrispondente a una distanza di (4170 ± 262) pc.

Un altro metodo per il calcolo delle distanze è dato dalla teoria asterosismologica di Wu et al. (2014). L'asterosismologia è la disciplina astrofisica che studia la struttura interna delle stelle a partire dalle loro oscillazioni superficiali: le onde sonore che si generano all'interno del plasma stellare possono indurre oscillazioni del raggio della stella, che causano variazioni periodiche di luminosità e di velocità radiale.

La teoria sviluppata da Wu et al. (2014) si basa sull'analisi dei parametri di evoluzione delle giganti rosse per determinarne la luminosità intrinseca e, di conseguenza, poterne calcolare la distanza dal modulo di distanza. Con questo metodo Wu et al. (2014) trovano per NGC 6791 un modulo di distanza di (13.09 ± 0.10) mag, suggerendo che anche metodi fisicamente indipendenti convergano verso le stime di distanza $\gtrsim 4.1$ kpc.

Figura 1.5 mette in relazione i parametri di vibrazione $\Delta\nu$ e $\nu_{\max}$ (spiegati meglio nel paragrafo seguente) con le magnitudini V , mostrando come i membri dell'ammasso si allineino lungo una retta da cui è possibile ricavare il modulo di distanza dell'ammasso.

I due parametri fondamentali utilizzati in questo metodo sono la grande separazione di frequenza $\Delta\nu$ e la frequenza di massima potenza $\nu_{\max}$. La prima misura l'intervallo regolare tra le diverse frequenze di vibrazione e fornisce un'indicazione della densità media della stella: più l'astro è compatto e denso, più queste frequenze risultano distanziate tra loro [Wu et al. 2014]. La seconda indica invece la frequenza in cui le oscillazioni sono più intense e permette di ricavare la gravità superficiale della stella; questo valore tende a diminuire drasticamente quando una stella invecchia ed espande il proprio raggio [Wu et al. 2014].

Complessivamente, la scala delle distanze di NGC 6791 rimane affidabilmente ancorata ad un intorno di 4.1 kpc, tenendo presente che variazioni in magnitudine nell'estinzione A_V possono ancora traslare l'intero ammasso di centinaia di parsec lungo la linea di vista.

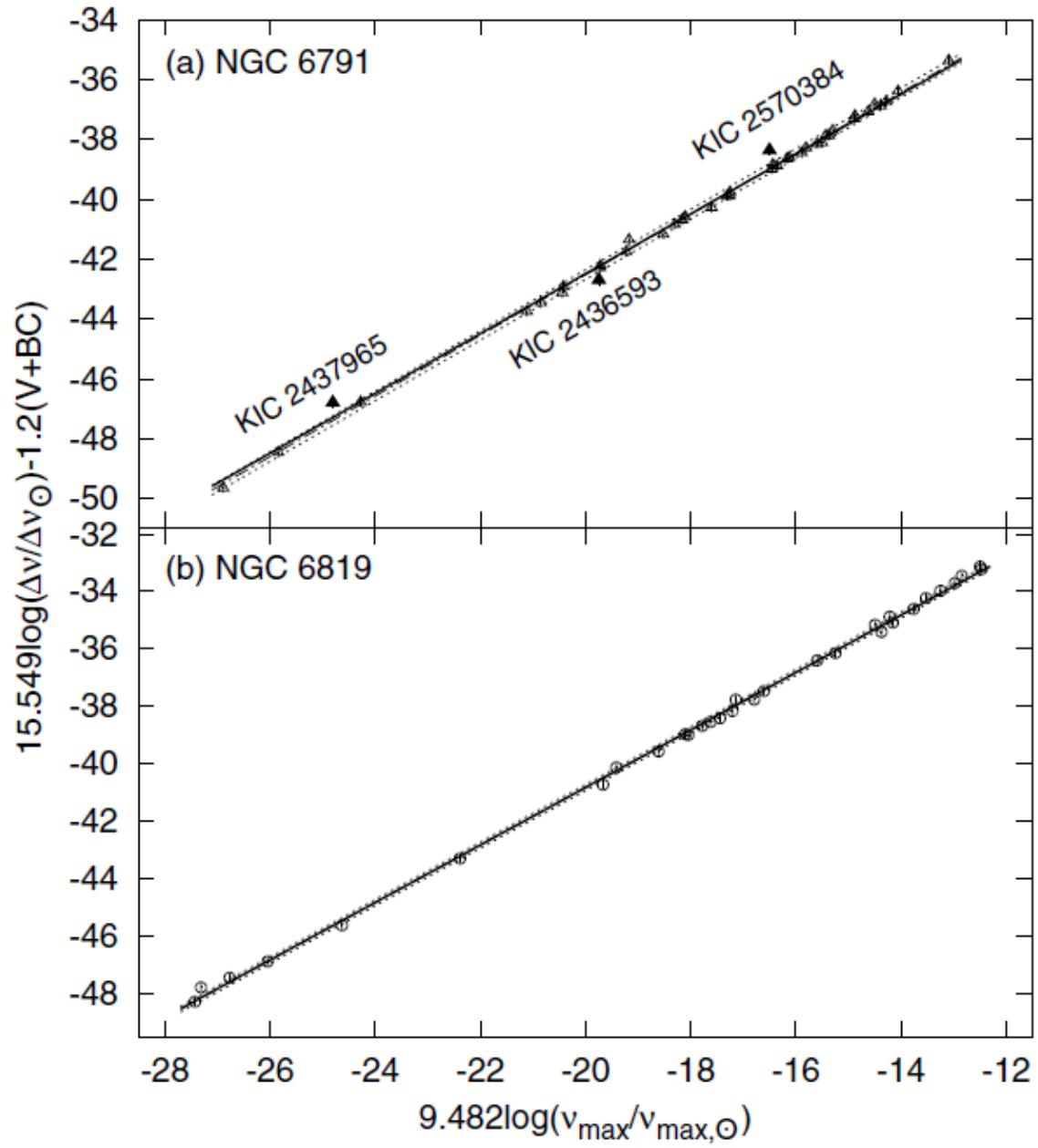


Figura 1.5: Applicazione della teoria asterosismologica di Wu et al. (2014) su NGC 6791 (a) ed NGC 6819 (b).

1.4 Proprietà Chimiche

La composizione chimica di NGC 6791 rappresenta uno dei casi studio più complessi della spettroscopia stellare [Villanova et al. 2018; An et al. 2015]. La natura “super-metal-rich” dell’ammasso comporta infatti spettri estremamente arrossati e ricchi di righe di assorbimento, rendendo la determinazione dei parametri atmosferici (temperatura efficace T_{eff} , gravità superficiale $\log g$ e microturbolenza ξ_t) e delle abbondanze individuali soggette a forti incertezze sistematiche [An et al. 2015; Boesgaard et al. 2015; Villanova et al. 2018].

Storicamente, la metallicità dell’ammasso è stata oggetto di un acceso dibattito. Sebbene i primi lavori spettroscopici ad alta risoluzione proponessero valori di $[\text{Fe}/\text{H}]$ superiori a $+0.40$ [Gratton et al. 2006], risultato simile a quello ottenuto nello studio fotometrico di Anthony-Twarog et al. (2007), studi critici come quello di B. J. Taylor (2001) avevano già evidenziato come tali stime potessero essere influenzate da una gestione non rigorosa degli errori accidentali (criticando le analisi di Peterson e Green (1998) e Chaboyer et al. (1999), in quanto poco statisticamente rigorose) e dalla degenerazione con l’estinzione, per cui un aumento di metalli produce un arrossamento degli spettri del tutto simile a quello causato dalla polvere interstellare.

Nell’ultimo decennio, si è assistito a una progressiva revisione al ribasso del contenuto di ferro, guidata dal miglioramento dei modelli di atmosfera e delle tecniche di sintesi spettrale. Per esempio, l’analisi spettroscopica delle stelle del turn-off (TO), meno soggette ai rimescolamenti interni rispetto alle giganti, ha fissato il valore di $[\text{Fe}/\text{H}]$ attorno a $+0.30 \pm 0.02$ [Boesgaard et al. 2015].

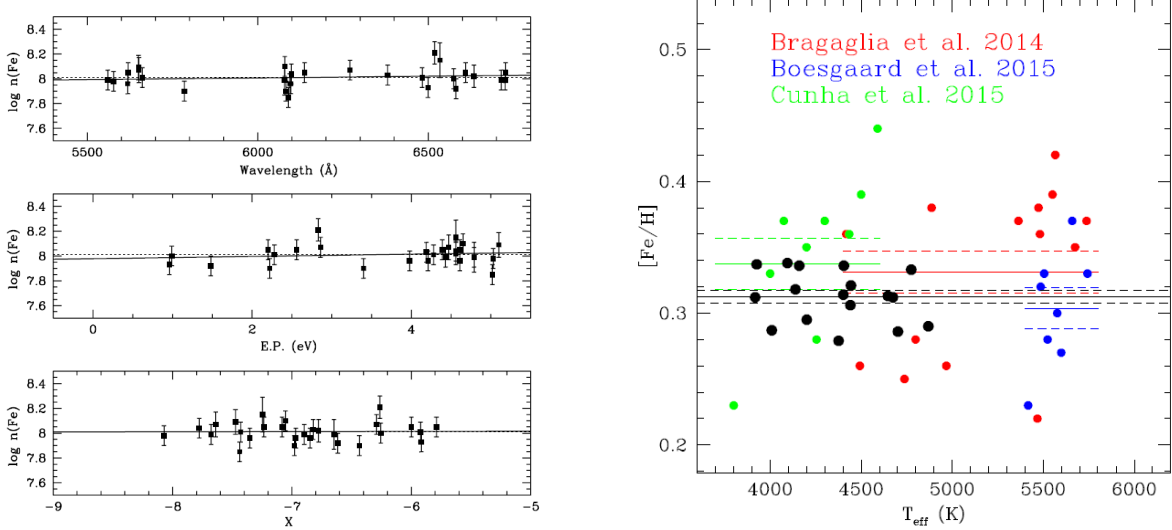
Recentemente, Villanova et al. (2018) hanno fornito quella che è considerata la misura spettroscopica più precisa della metallicità dell’ammasso, fissandola a $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.313 \pm 0.005$. Questo risultato è stato ottenuto grazie a una meticolosa calibrazione dei parametri atmosferici volta a eliminare le incertezze sistematiche tipiche delle stelle giganti ad alta metallicità. In particolare, gli autori hanno determinato direttamente dagli spettri la microturbolenza ξ_t , un parametro che descrive i moti convettivi su piccola scala nell’atmosfera stellare. A differenza degli studi che adottano valori teorici, Villanova et al. (2018) hanno ricavato ξ_t in modo iterativo, assicurandosi che l’abbondanza di ferro derivata fosse indipendente dall’intensità delle righe spettrali analizzate. Inoltre, Villanova et al. (2018), per la solidità della misura, hanno anche utilizzato gli equilibri di ionizzazione del ferro e del titanio. Tale metodo prevede la calibrazione della gravità superficiale $\log g$ affinché le abbondanze derivate dalle righe neutre di un elemento (es. Fe I) coincidano esattamente con quelle ottenute dalle sue righe ionizzate (es. Fe II). Villanova et al. (2018) hanno effettuato questo controllo simultaneamente su entrambi gli elementi, permettendo di correggere i valori di gravità derivati per via fotometrica e di allineare i modelli teorici ai dati osservativi. Questo doppio vincolo spettroscopico ha eliminato le discrepanze tipiche delle analisi precedenti, portando a una determinazione della metallicità

stabile e fisicamente coerente.

Anche Ahmed (2025), nonostante indichi un valore di $[\text{Fe}/\text{H}] \approx +0.275$ come esito del fit delle isocrone PARSEC [Bressan et al. 2012; Marigo et al. 2017] sui dati di *Gaia* DR3 [Gaia Collaboration et al. 2016; Gaia Collaboration et al. 2023], riporta un valore medio osservativo di $[\text{Fe}/\text{H}] \approx +0.3$, effettuando un cross-match delle stelle membre dell'ammasso con il catalogo DR17 della Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [Abdurro'uf et al. 2022].

Il consenso maggiore sui valori di metallicità risulta quindi attribuito al range $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.305 \pm 0.005$ [Villanova et al. 2018; Boesgaard et al. 2015; Linden et al. 2017], con code che raggiungono valori di $[\text{Fe}/\text{H}] \approx +0.275$ [Ahmed 2025] e $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.34 \pm 0.06$ [Cunha et al. 2015]. I valori superiori a $+0.40$, molto diffusi nella letteratura antecedente all'ultimo decennio, sono ora considerati errati, risultati di calibrazioni meno accurate dei modelli teorici, in particolare della microturbolenza [Villanova et al. 2018].

Figura 1.6 mette a confronto i risultati sulla metallicità di Gratton et al. (2006) con quelli di Bragaglia et al. (2014), Boesgaard et al. (2015), Cunha et al. (2015) e Villanova et al. (2018).



(a) Metallicità ricavata da Gratton et al. (2006). La metallicità è qui espressa in forma di abbondanza su scala 12 ($\log n(\text{Fe}) = \log_{10}(\frac{N_{\text{Fe}}}{N_{\text{H}}}) + 12$). La conversione è data da $[\text{Fe}/\text{H}] = \log n(\text{Fe}) - \log n(\text{Fe})_{\odot}$, con $\log n(\text{Fe})_{\odot} = 7.50$.

(b) Il grafico, pubblicato da Villanova et al. (2018), mostra il confronto tra i suoi risultati (in nero) e quelli di tre autori precedenti. Si osserva la convergenza delle stime di metallicità verso l'intorno di $[\text{Fe}/\text{H}] \approx +0.3$.

Figura 1.6: Confronto tra i valori di metallicità ricavati in quattro articoli diversi.

Oltre al ferro, l'analisi degli elementi α (Mg, Si, Ca, Ti) e degli elementi del picco del ferro (Ni, Cr) ha fornito indizi cruciali sull'origine dell'ammasso. Mentre i primi studi nell'infrarosso [Origlia et al. 2006] e nell'ottico [Carraro et al. 2006] indicavano rapporti di elementi α quasi solari, analisi più approfondite con APOGEE ("Apache Point Observatory Galactic Evolution

Experiment”) [Abdurro’uf et al. 2022; Majewski et al. 2017; Garcia-Pérez et al. 2016] hanno inserito NGC 6791 nella sequenza “high- α ” tipica del nucleo galattico (“bulge”) o del disco spesso interno (come mostrato in Figura 1.7) [Cunha et al. 2015; Linden et al. 2017].

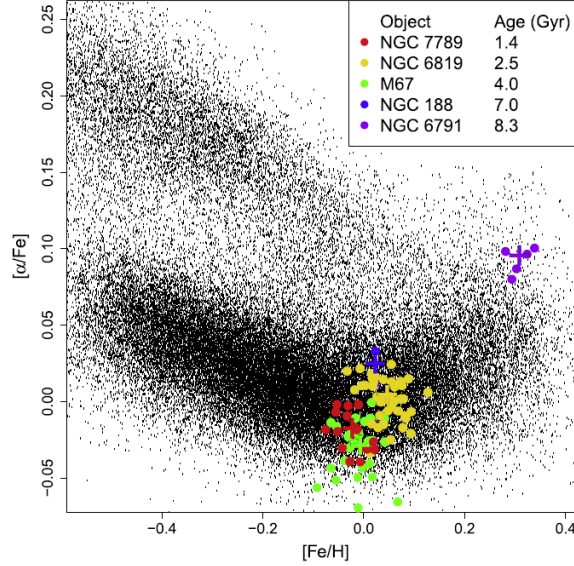


Figura 1.7: Abbondanza degli elementi α in funzione della metallicità in diversi ammassi. Si osserva la collocazione di NGC 6791 nella zona “high- α ” [Linden et al. 2017].

Questo dato, unito all’arricchimento di alluminio ($[Al/Fe] \approx +0.24$) e magnesio ($[Mg/Fe] \approx +0.15$) riscontrati da Villanova et al. (2018) e mostrati in Figura 1.8, supporta l’ipotesi, di cui in Sezione 1.6, che l’ammasso si sia formato nelle regioni centrali della Galassia, per poi migrare radialmente verso la sua posizione attuale [Villanova et al. 2018].

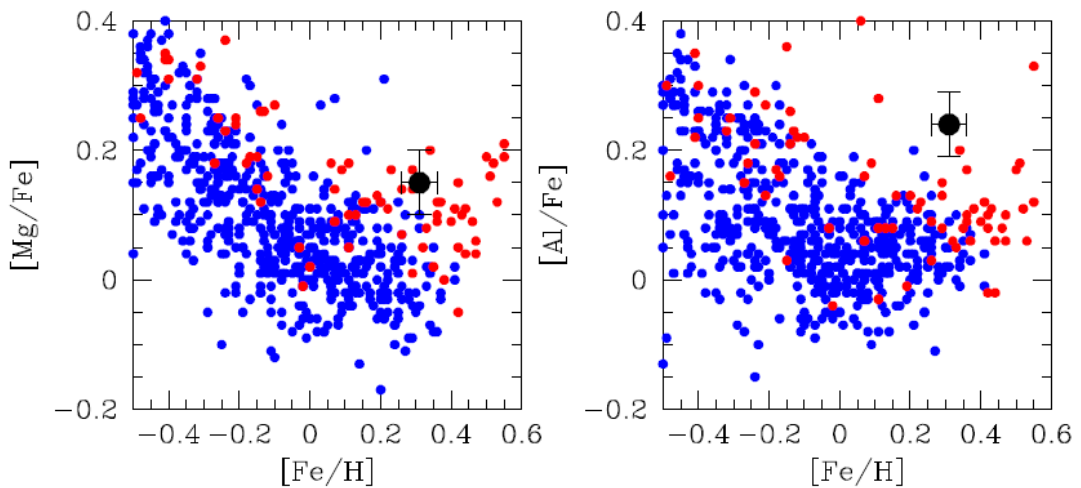


Figura 1.8: Abbondanze di alluminio e magnesio in funzione della metallicità. I punti blu rappresentano le stelle del disco sottile, quelli rossi le stelle del bulge. Il punto nero rappresenta NGC 6791 [Villanova et al. 2018].

Un altro parametro distintivo di NGC 6791 è l'elevata abbondanza iniziale di elio Y_0 , essenziale per spiegare la morfologia del CMD [An et al. 2015]. Studi sismologici condotti sui dati *Kepler* [Koch et al. 2010; Basu et al. 2011] hanno determinato un valore di $Y_0 = 0.297 \pm 0.003$, confermando un tasso di arricchimento elio-metalli $\Delta Y / \Delta Z$ superiore alla media galattica [McKeever et al. 2019].

In generale, sull'abbondanza di elio la letteratura sembra riportare un forte consenso a favore di valori super-solari (intorno a $Y = 0.30$) [McKeever et al. 2019; Brogaard et al. 2021; Yakut et al. 2015]. Figura 1.9, pubblicata da McKeever et al. (2019), mostra i risultati in età, Y_0 e $[\text{Fe}/\text{H}]$ di 20 differenti studi eseguiti dal 1981 al 2018.

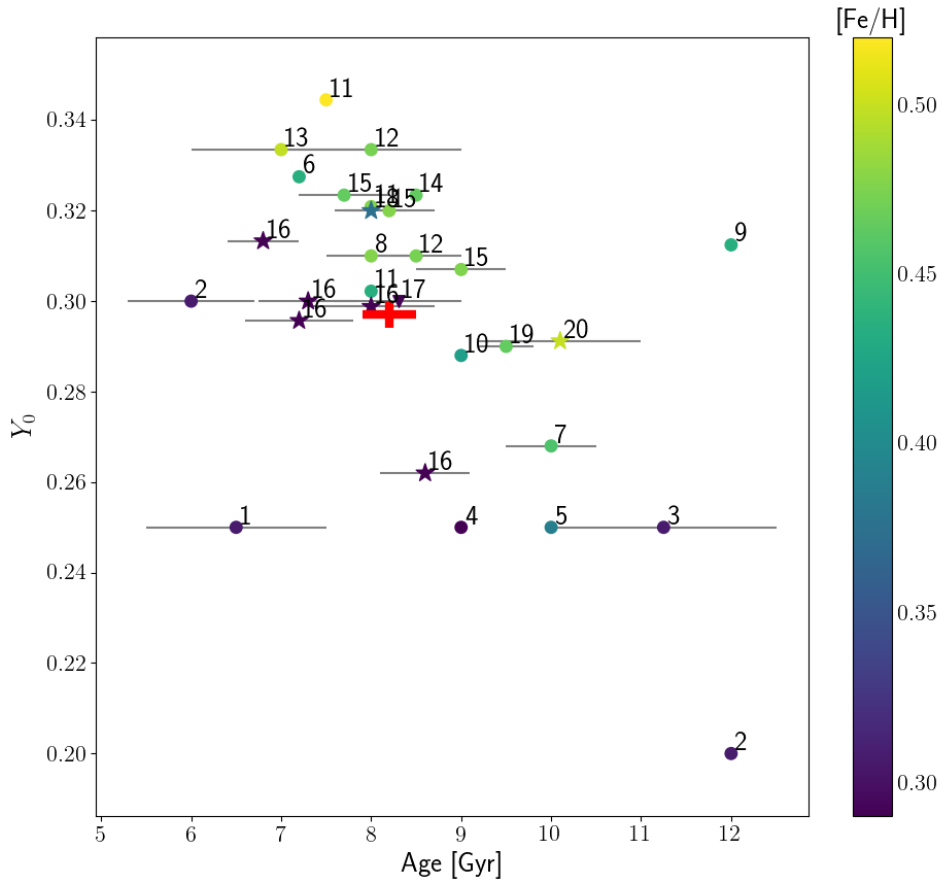


Figura 1.9: Evoluzione dei parametri di abbondanza iniziale di elio Y_0 , età e metallicità di NGC 6791. Trascrivo di seguito la didascalia riportata in McKeever et al. (2019): (1) Harris e Canerna (1981), (2) Anthony-Twarog e Twarog (1985), (3) Kaluzny (1990), (4) Garnavich et al. (1994), (5) Montgomery et al. (1994), (6) Kaluzny e Rucinski (1995), (7) Tripicco et al. (1995), (8) Chaboyer et al. (1999), (9) Stetson et al. (2003), (10) King et al. (2005), (11) Carney et al. (2005), (12) Carraro et al. (2006), (13) Anthony-Twarog et al. (2007), (14) Kalirai et al. (2007), (15) Grundahl et al. (2008), (16) Basu et al. (2011), (17) Brogaard et al. (2012), (18) Wu et al. (2014b), (19) An et al. (2015), and (20) Kallinger et al. (2018).

Infine, l'ammasso è stato al centro di un dibattito riguardante l'esistenza di popolazioni multiple, fenomeno tipico degli ammassi globulari che consiste nella presenza di gruppi di stelle con composizioni chimiche differenti pur essendo nate nello stesso ammasso. Sebbene Geisler et al. (2012) avessero riportato una bimodalità nell'abbondanza di sodio e una anticorrelazione Na-O, studi successivi hanno smentito tali evidenze introducendo le correzioni non-LTE [Villanova et al. 2018; Cunha et al. 2015; Bragaglia et al. 2014]. Quest'ultime sono necessarie per superare i limiti dell'equilibrio termodinamico locale ("Local Thermodynamic Equilibrium", LTE), ovvero l'approssimazione che assume materia e radiazione in equilibrio in ogni punto dell'atmosfera stellare. Tali correzioni permettono di modellare correttamente il comportamento degli atomi nelle atmosfere meno dense delle giganti, dove tale equilibrio viene meno. Grazie a questo approccio e all'analisi di campioni più estesi, è stato dimostrato che le variazioni chimiche precedentemente osservate erano in realtà errori sistematici di modellizzazione [Villanova et al. 2018; Cunha et al. 2015; Bragaglia et al. 2014].

Il consenso attuale vede NGC 6791 come un ammasso chimicamente omogeneo, dove le apparenti dispersioni nelle bande molecolari di CN e CH sono attribuite a effetti di saturazione ad alte metallicità, piuttosto che a reali variazioni di abbondanza [Boberg et al. 2016].

1.5 Morfologia del CMD e Popolazioni Esotiche

La morfologia del CMD di NGC 6791 è caratterizzata da un'elevata densità di popolazioni "esotiche" [Boesgaard et al. 2015; Cunha et al. 2015; Ahmed 2025]. Sebbene la comunità scientifica abbia raggiunto un solido consenso sulla natura fisica di molte di queste sorgenti, la loro origine rimane oggetto di indagine, la comprensione dei meccanismi dinamici che le hanno generate resta infatti una delle sfide aperte dell'astrofisica stellare [Ahmed 2025; Carraro e Benvenuto 2017; Brogaard et al. 2018; Milliman et al. 2016; Jadhav et al. 2023].

Una delle caratteristiche è la presenza di stelle calde e compatte, subnane di tipo B ed O ("subdwarfs", sdB/sdO), che formano un Ramo Orizzontale Estremo ("Extreme Horizontal Branch", EHB), mostrate in Figura 1.10. In un ammasso caratterizzato da una metallicità così elevata, i modelli teorici standard prevedono che le stelle che hanno innescato la combustione stabile dell'elio nel nucleo si concentrino esclusivamente in un "Red Clump" (RC) freddo. Questa struttura rappresenta la versione ad alta metallicità del Ramo Orizzontale ("Horizontal Branch", HB): l'elevata opacità atmosferica dovuta ai metalli impedisce alle stelle di estendersi verso temperature elevate, forzandole a raggrupparsi in una zona densa e circoscritta a colori più rossi [Carraro e Benvenuto 2017; Yong e Demarque 2000; Tofflemire et al. 2014].

NGC 6791 presenta invece un accumulo di questi oggetti a temperature più alte. Storicamente, l'esistenza di questa "coda blu" è stata spiegata per NGC 6791 ipotizzando una perdita di massa

estremamente efficiente sul Ramo delle Giganti Rosse (“Red Giant Branch”, RGB), capace di spogliare le stelle del loro involucro di idrogeno prima del flash dell’elio [Yong e Demarque 2000; Kalirai et al. 2007; Hansen 2005]. Tuttavia, Carraro e Benvenuto (2017) hanno dimostrato che tale ipotesi richiederebbe parametri di Reimers irrealisticamente alti. Il parametro di Reimers η è un coefficiente utilizzato nelle formule empiriche per determinare l’efficienza della perdita di massa: più alto è il suo valore, più violenti sono i venti stellari che sottraggono materia alla stella. Carraro e Benvenuto (2017) affermano che i valori di η necessari per giustificare le stelle di EHB rappresenterebbero un’espulsione di materia così violenta da non trovare riscontro nelle osservazioni fisiche di altre sorgenti simili.

La soluzione attualmente più accreditata, proposta da Carraro e Benvenuto (2017), sposta l’attenzione sulla dinamica dei sistemi binari stretti: il meccanismo principale sarebbe l’evoluzione attraverso una fase di inviluppo comune, dove l’interazione con un compagno rimuoverebbe l’inviluppo della gigante lasciando esposto il nucleo di elio. Conferme recenti a questa ipotesi giungono da Sanjayan et al. (2022), che hanno identificato diverse sdB pulsanti, le cui variazioni di velocità radiale suggeriscono una natura binaria sistematica per questi oggetti.

Altrettanto enigmatica è la popolazione delle “Blue Straggler Stars” (BSS), stelle che appaiono più calde e più luminose del resto dell’ammasso, situandosi sopra il punto di turn-off (le sorgenti cerchiare in Figura 1.10). Questa posizione sul CMD corrisponde ad una massa troppo elevata: dato che le stelle di un ammasso hanno tutte la stessa età, queste sorgenti avrebbero già dovuto evolvere in giganti rosse. La loro posizione nel CMD indica quindi che hanno guadagnato massa durante la loro vita.

Il dibattito scientifico attuale si concentra sui meccanismi fisici responsabili di questo incremento di massa, identificando due scenari principali: il trasferimento di massa in sistemi binari e le collisioni dirette.

Nel primo caso, la BSS si formerebbe in un sistema binario stretto dove una stella, evolvendo, trasferisce parte del suo involucro esterno alla compagna. Nel loro studio sul sistema V106, Brogaard et al. (2018) affermano che esso è composto da una BSS e da una nana bianca di elio, residuo diretto del trasferimento di massa, fornendo una solida evidenza per la spiegazione binaria.

D’altra parte, l’alta densità stellare nel nucleo dell’ammasso favorisce anche il secondo scenario, ovvero la fusione fisica di due stelle a seguito di un urto. Studi recenti condotti con dati ultravioletti suggeriscono che entrambi i meccanismi contribuiscano alla formazione delle BSS [Jadhav et al. 2023].

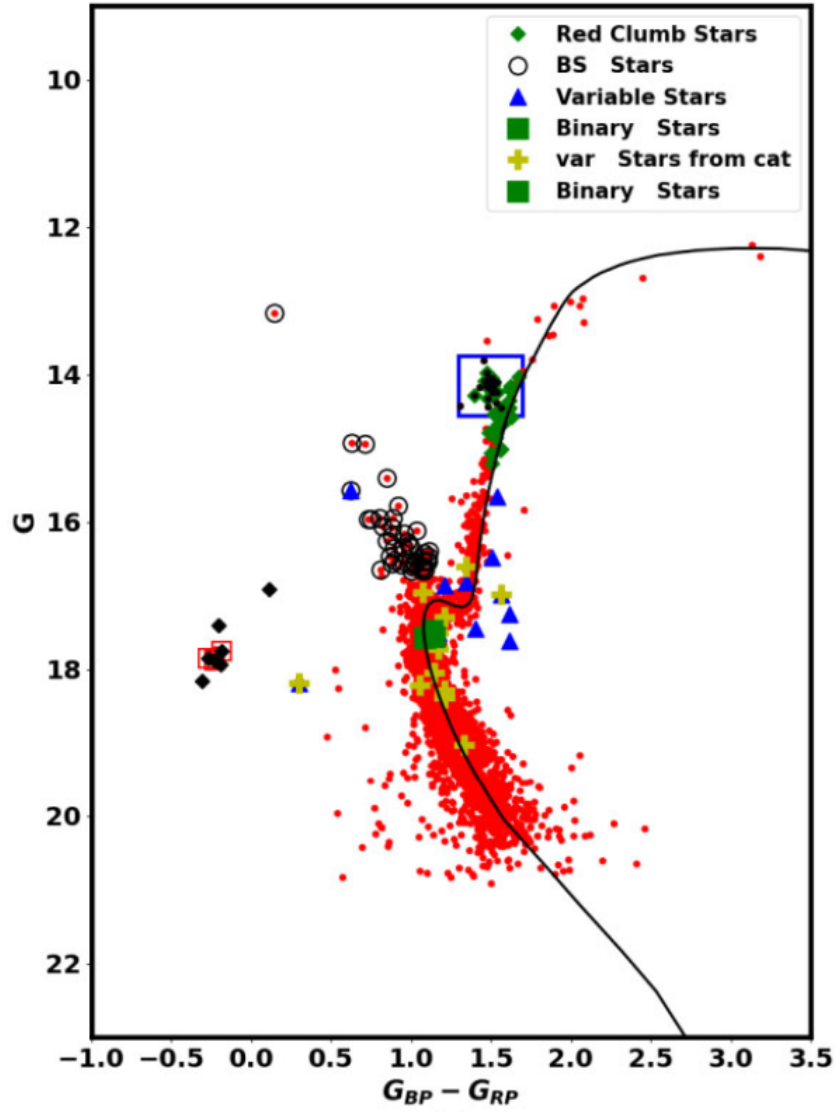


Figura 1.10: Questa figura mostra un CMD costruito da Ahmed (2025) con dati *Gaia* [Gaia Collaboration et al. 2016]. Si osserva che alcune stelle di “red clump” (rombi) sono situate in una zona molto più calda, e meno luminosa, del diagramma, a circa $-0.5 < G_{BP} - G_{RP} < 0.5$ e $16.5 < G < 18.5$; queste sono le stelle di EHB. Il grafico evidenzia anche le Blue Stragglers: le sorgenti cerchiare situate sopra il punto di Turn-Off, da Ahmed (2025) qui chiamate “BS Stars”.

A queste si aggiungono le “Blue Lurkers”, identificate da Jadhav et al. (2023). Come mostrato in Figura 1.11, queste stelle in ottico risiedono principalmente sulla Sequenza Principale (“Main Sequence”, MS) e sui rami delle giganti, ossia il già citato RGB e il Ramo Asintotico delle Giganti (“Asymptotic Giant Branch”, AGB). Tuttavia, queste sorgenti rivelano la loro natura esotica attraverso un eccesso di emissione ultravioletta, indicativo di un compagno compatto caldo che testimonia un accrescimento di massa passato, altrimenti invisibile [Jadhav et al. 2023]. Figura 1.12 mostra le sorgenti con eccesso di emissione in UV su un diagramma di Hertzsprung-Russel (HR). Si osserva che, oltre alle Blue Lurkers (posizionate in corrispondenza dei rami di MS, RGB e AGB), il diagramma riporta anche le sopra citate stelle di EHB, anch’esse caratterizzate da un eccesso di radiazione UV [Jadhav et al. 2023].

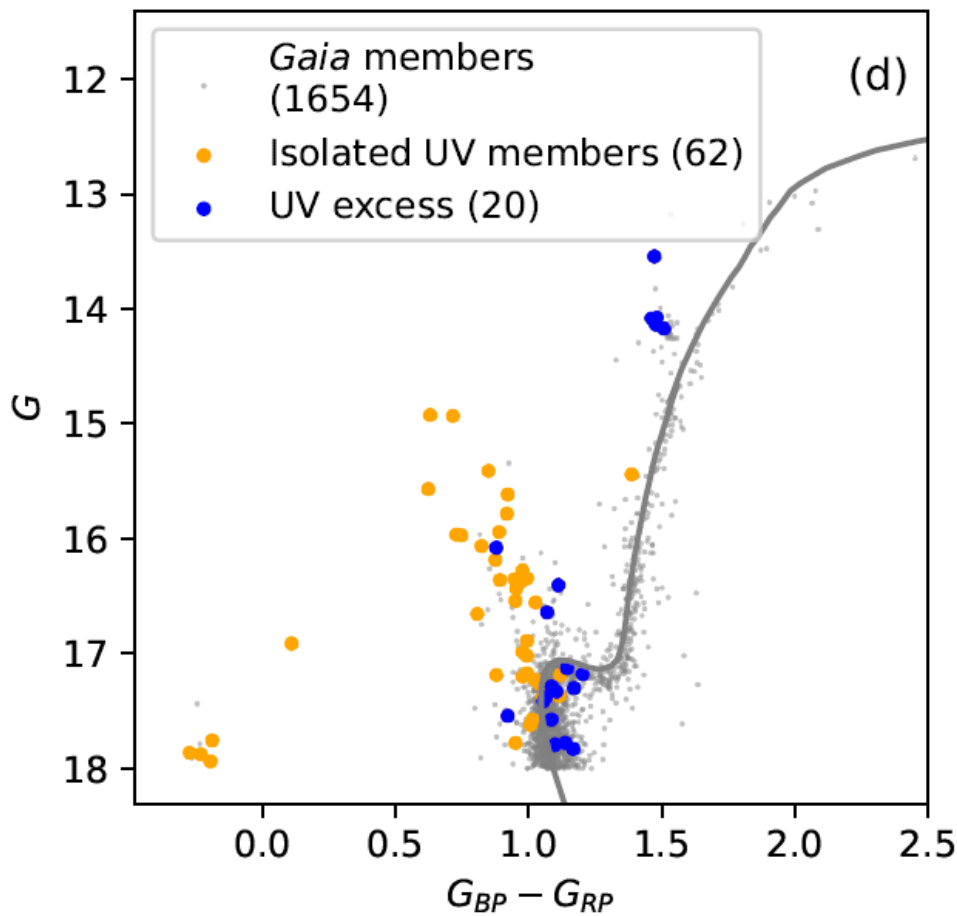


Figura 1.11: CMD di Jadhav et al. (2023) su un campione *Gaia* [Gaia Collaboration et al. 2016]. Le Blue Lurkers, caratterizzate da eccesso UV, sono rappresentate in blu.

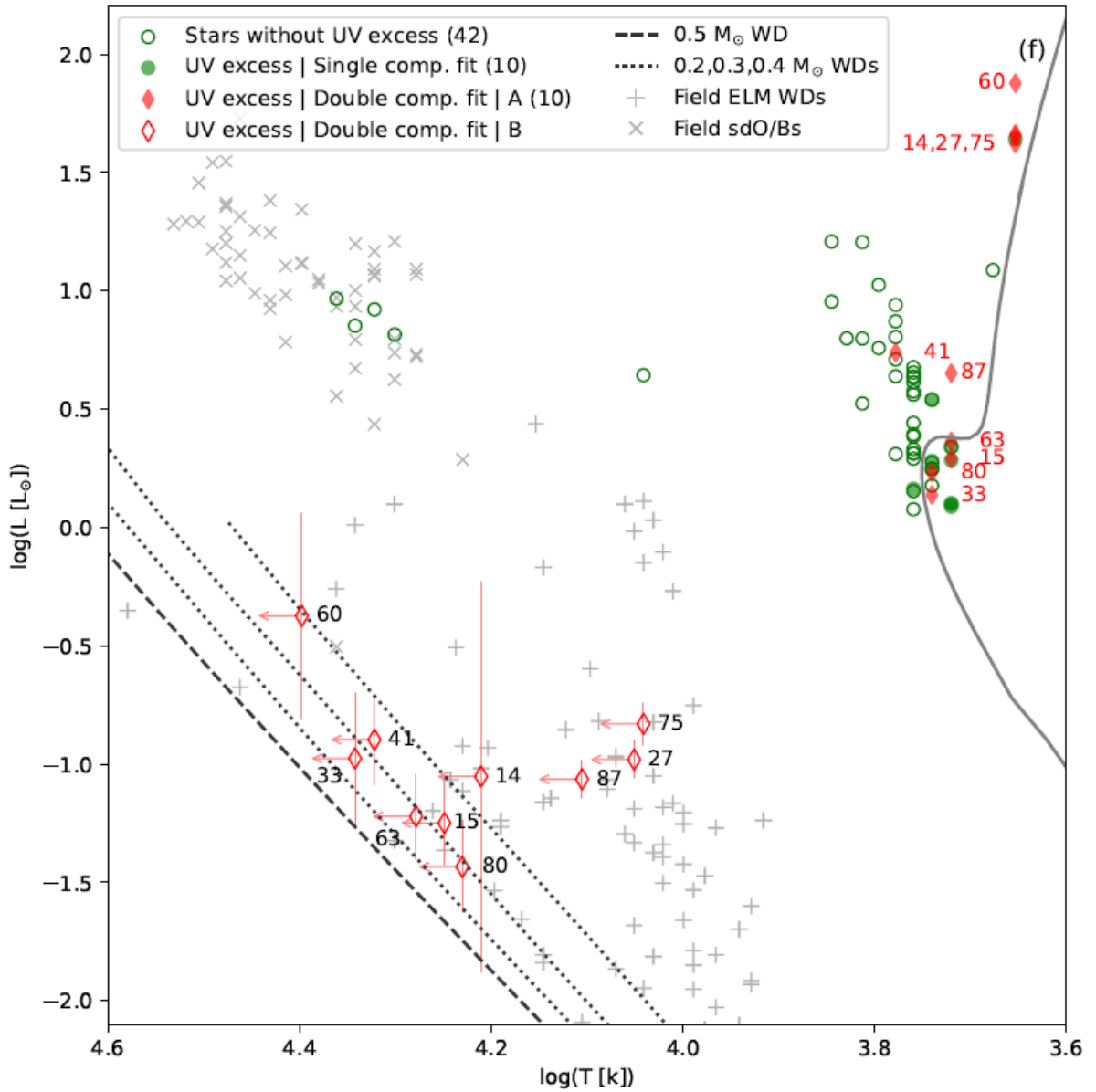


Figura 1.12: Blue Lurkers e stelle di EHB mostrate sul diagramma HR [Jadhav et al. 2023]. Il grafico esprime la luminosità (in luminosità solari) in funzione della temperatura efficace, in scala logaritmica. Le stelle caratterizzate da eccesso di radiazione ultravioletta sono quelle rappresentate con pallini pieni e con rombi (sia pieni sia vuoti). Si osserva che questo tipo di stelle si distribuiscono principalmente in due zone del diagramma: intorno alla MS, al TO e sulla RGB (Blue Lurkers) e in basso a sinistra (EHB).

Spostandosi verso regioni più rosse del CMD, si incontrano le sub-subgiganti (“Sub-Sub-Giants”, SSG), o “Red Stragglers”, oggetti che occupano una zona scarsamente popolata del diagramma, risultando più deboli delle subgiganti standard ma più rosse delle stelle di Sequenza Principale (Figura 1.13) [Milliman et al. 2016].

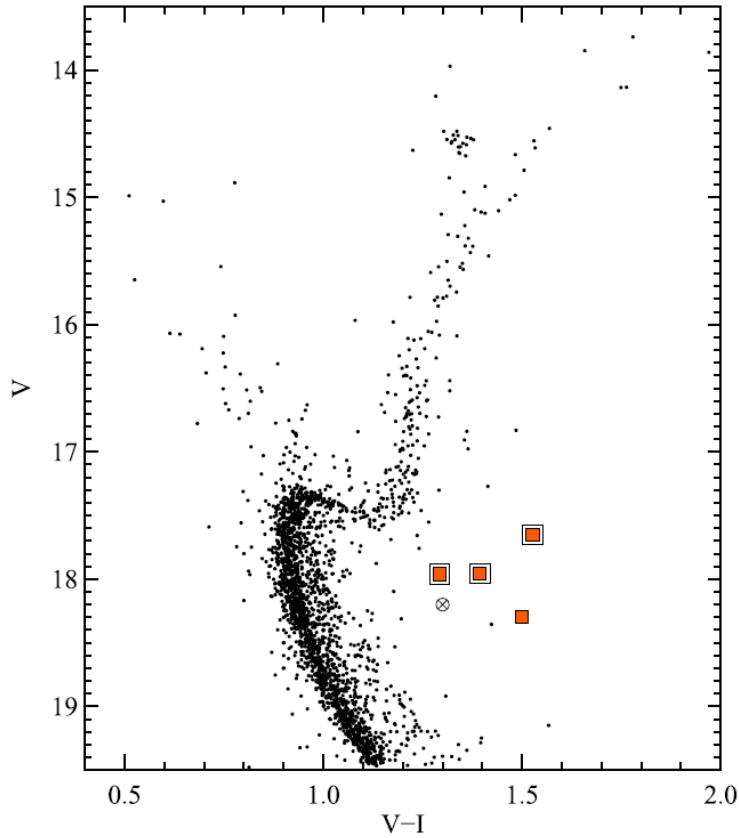


Figura 1.13: Identificazione sul CMD di candidate SSG (quadrati rossi) ad opera di Milliman et al. (2016).

Lo studio di Milliman et al. (2016) ha confermato che queste stelle sono membri reali dell'ammasso e consistono in sistemi binari stretti con periodi tra i 2 e i 15 giorni. La spiegazione fisica della loro posizione sul CMD risiede nella loro forte attività cromosferica: l'attività magnetica estrema genererebbe ampie macchie stellari che abbassano la luminosità e alterano il colore osservato, arrossando la stella. Tale natura è comprovata dalla rilevazione di emissioni di raggi X molli, caratteristica associata ad una forte attività magnetica [Milliman et al. 2016].

Un ulteriore elemento caratteristico di NGC 6791 riguarda la Sequenza di Raffreddamento delle nane bianche ("White Dwarfs", WD) e la loro funzione di luminosità ("White Dwarfs Luminosity Function", WDLF), che presenta un caratteristico doppio picco (pannello di destra in Figura 1.14), suggerito per la prima volta da Bedin et al. (2005) e confermato successivamente da Bedin et al. (2008a). Il picco più luminoso e marcato si trova a $m_{F606W} \approx 27.45$ mag, mentre quello più debole, individuato al limite della completezza fotometrica, a $m_{F606W} \approx 28.15$ mag [Bedin et al. 2008a].

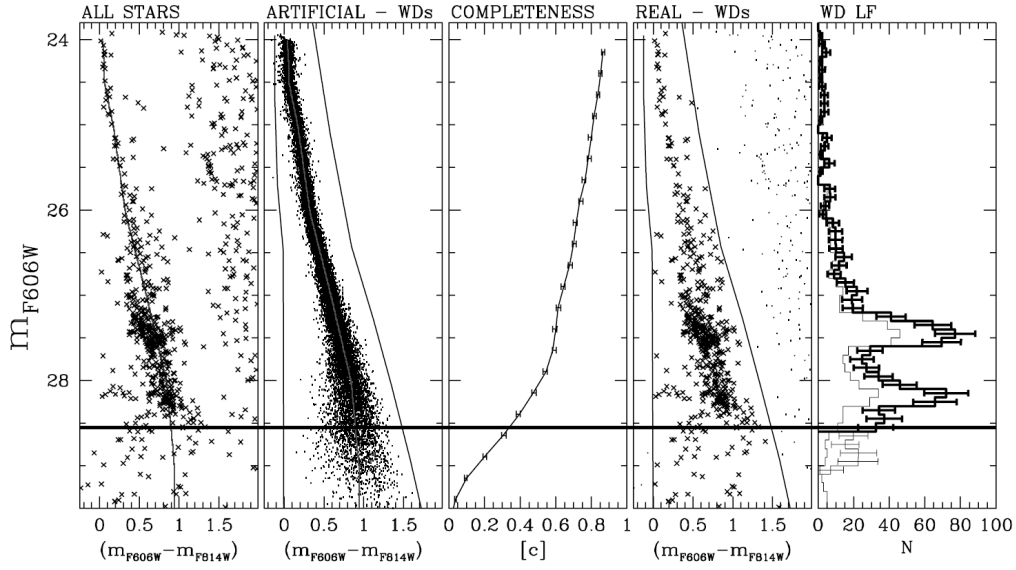


Figura 1.14: La linea orizzontale rappresenta un livello di completezza del 50%. *Primo pannello*: il CMD osservato nell'intorno della zona dove si trovano le WD. *Secondo pannello*: la simulazione delle nane bianche artificiali, utilizzata per testare l'efficienza dei ritrovamenti. *Terzo pannello*: la curva di completezza, che indica la frazione di oggetti osservati rispetto a quelli con una buona probabilità di essere nane bianche reali. *Quarto pannello*: la selezione finale delle WD reali su cui è basata l'analisi. *Quinto pannello*: la funzione di luminosità risultante; il doppio picco è evidente. [Bedin et al. 2008a].

Per anni, il dibattito si è diviso tra diverse ipotesi esplicative. Inizialmente, si pensò che l'anomalia fosse dovuta a una vasta popolazione di nane bianche con nucleo di elio (“He-core WDs”), le quali, avendo una capacità termica maggiore rispetto a quelle standard al carbonio-ossigeno (CO), si raffredderebbero più lentamente apparendo “più giovani” [Hansen 2005; Kalirai et al. 2007]. Tuttavia, questo scenario è stato progressivamente scartato, in quanto i modelli teorici risultavano troppo rossi rispetto alle osservazioni [Bedin et al. 2008b; García-Berro et al. 2011] e non vi erano tracce del “super-vento” necessario a produrre queste particolari stelle in tali quantità [Buzzoni et al. 2012; Loon et al. 2008].

Una spiegazione alternativa, a lungo considerata la più accreditata per spiegare la presenza del picco luminoso, attribuiva la morfologia della WDLF alla semplice statistica binaria. Secondo questa visione, la presenza di circa un 34% di sistemi binari WD-WD non risolti avrebbe generato una sequenza parallela più luminosa di 0.75 magnitudini, creando l'illusione del primo picco [Bedin et al. 2008b].

Tuttavia, sebbene la binarietà sia una realtà fisica innegabile nell'ammasso, questa ipotesi da sola non riusciva a risolvere la discrepanza cronologica con il Turn-Off: le nane bianche continuavano ad apparire sistematicamente “troppo giovani” (~ 6 Gyr) rispetto ai ~ 8 Gyr del resto dell'ammasso, come mostrato in Figura 1.15 [Bedin et al. 2008a; Salaris et al. 2024].

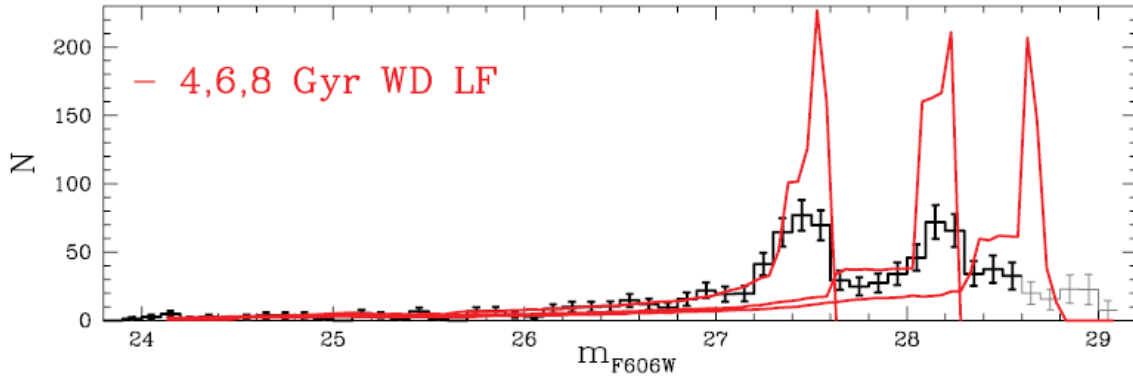


Figura 1.15: Isocrone sulla WDLF. Entrambi i picchi corrispondono ad età troppo basse, mentre l’isocrona di 8 Gyr non corrisponde ad alcun picco osservato [Bedin et al. 2008a].

Il moderno consenso scientifico, consolidatosi con i lavori di Salaris et al. (2024), ha individuato la soluzione, oltre che nella presenza di collisioni in sistemi binari [Colman et al. 2022] e sistemi binari non risolti [Salaris et al. 2024; Bedin et al. 2008b], anche nel processo di distillazione del ^{22}Ne . In un ammasso super-metallico come NGC 6791, il contenuto di neon è particolarmente elevato (circa il 3% in massa); durante la cristallizzazione del nucleo di CO, il ^{22}Ne subisce una sedimentazione gravitazionale verso il centro che rilascia un’enorme quantità di energia extra. Questo calore supplementare agirebbe come un freno evolutivo, provocando uno stallo nella luminosità delle WD per miliardi di anni [Salaris et al. 2024].

Tale meccanismo permette di risolvere entrambi i problemi simultaneamente: da una parte spiega la morfologia a doppio picco come un accumulo naturale di stelle che convergono a specifiche magnitudini e, dall’altra, riconcilia l’età della sequenza di raffreddamento portandola nel range 7–10 Gyr, in accordo con le stime sismologiche e fotometriche [Salaris et al. 2024].

Oggi, dunque, si ritiene che, mentre il picco più debole rappresenti la reale fine della sequenza, la struttura complessa della WDLF sia guidata dalla fisica interna delle nane bianche, oltre che dall’elevata quantità di sistemi binari.

Un ultimo elemento di complessità nell’interpretazione del diagramma colore-magnitudine di NGC 6791 è rappresentato dal fenomeno dell’allargamento delle sequenze (“broadening”), un’evidenza osservativa per cui la MS e il punto di TO appaiono significativamente più larghi di quanto ci si aspetterebbe sulla base dei soli errori fotometrici casuali [Boesgaard et al. 2015; Dalessandro et al. 2015; An et al. 2015]. L’effetto è mostrato in Figura 1.16. Figura 1.17 analizza i residui di colore (differenza tra colore osservato e colore del modello), mostrando trend sistematici ed escludendo quindi che l’effetto sia dovuto ai soli errori fotometrici casuali [An et al. 2015].

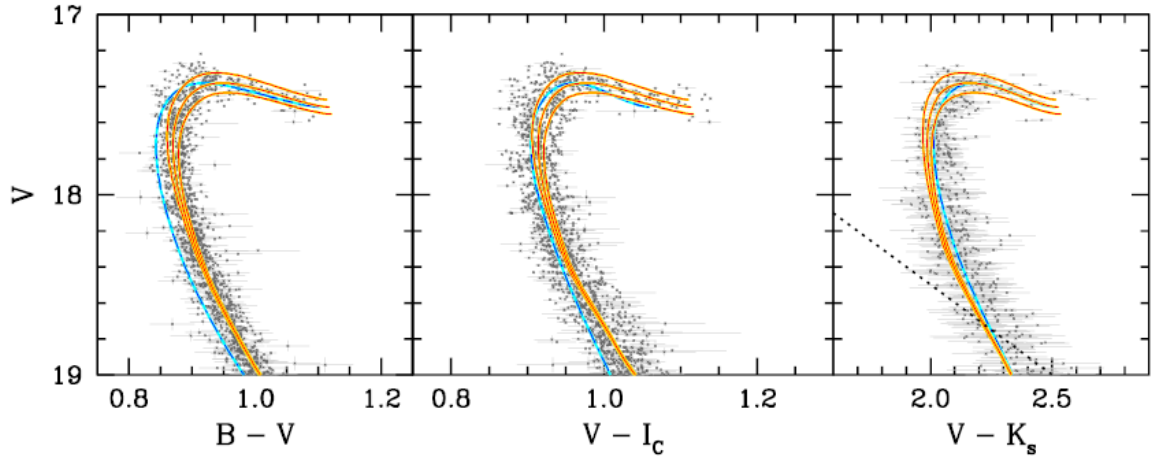


Figura 1.16: La figura contiene tre CMD ottenuti dall'utilizzo di diverse bande per il calcolo del colore ($B - V$; $V - I_c$; $V - K_s$). Questi CMD sono usati come esempi per mostrare l'effetto del broadening: si osserva infatti che le stelle si dispongono intorno alle isocrone (rappresentate dalle linee continue) in un intervallo di colori ampio, inficiando la determinazione precisa dei parametri dell'ammasso [An et al. 2015].

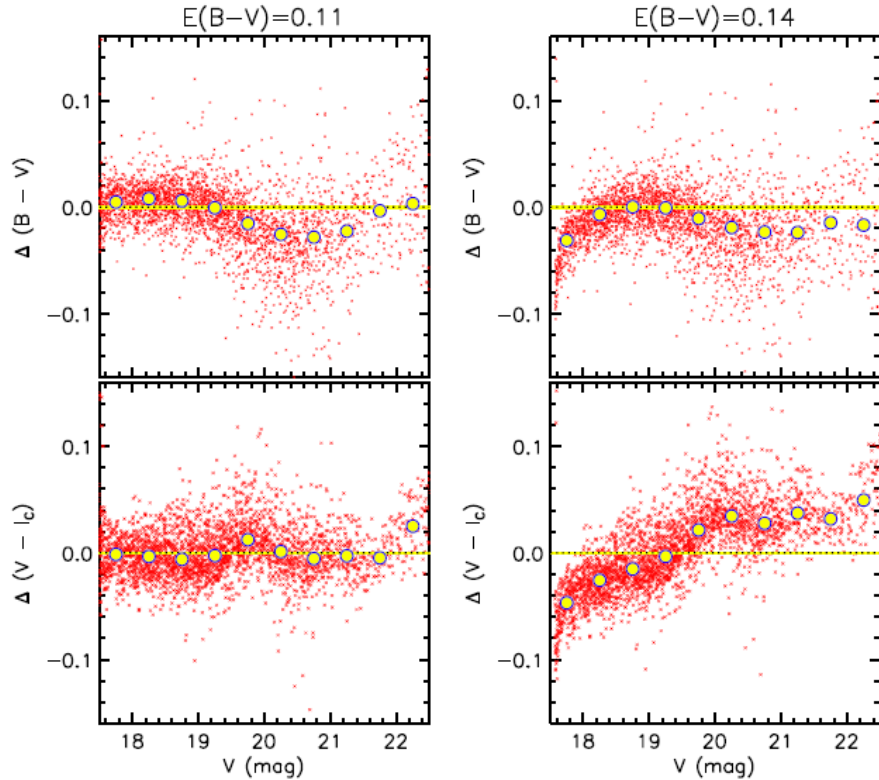


Figura 1.17: Residui di colore analizzati da An et al. (2015). Gli autori utilizzano i pannelli con $\Delta(V - I_c)$ in ordinata per valutare la bontà della scelta dell'eccesso di colore. Nonostante $E(B - V) = 0.11$ rappresenti con questo criterio un valore appropriato, i valori di $\Delta(B - V)$ corrispondenti presentano ancora delle sistematiche [An et al. 2015].

Il fatto che le stelle deboli appaiano troppo blu solo in $(B-V)$ suggerisce che il problema sia legato specificamente alla banda B [An et al. 2015]. Ciò porta gli autori a concludere che la causa sia un errore sistematico di calibrazione della scala di colore nella fotometria di Stetson – una tecnica di misura basata sulla fotometria di PSF (“Point Spread Function”, profilo di diffusione di sorgente puntiforme) progettata specificamente per ottenere magnitudini estremamente precise in campi stellari molto affollati [Stetson et al. 2003] – o una difficoltà dei modelli nel gestire l’estremo line blanketing a lunghezze d’onda corte in un ammasso super-metallico [An et al. 2015].

Le spiegazioni avanzate dalla letteratura si articolano principalmente in quattro ipotesi. In primo luogo, l’arrossamento differenziale è stato a lungo considerato la causa primaria di questo fenomeno [Brogaard et al. 2012]; lo studio condotto da Platais et al. (2011) ha infatti stimato variazioni locali dell’estinzione interstellare fino a $\Delta E(B - V) \sim 0.05$ mag, suggerendo la presenza di nubi di polvere non uniformi lungo la linea di vista.

Questa visione è stata recentemente messa in discussione da Ahmed (2025): egli sostiene infatti che i dati *Gaia* DR3 [Gaia Collaboration et al. 2016; Gaia Collaboration et al. 2023] mostrino un eccesso di colore $E(G_{BP} - G_{RP})$ sostanzialmente uniforme in tutto l’ammasso, sollevando dubbi sulla reale entità del contributo differenziale.

Una seconda ipotesi riguarda la possibilità di una storia di formazione stellare estesa (“Extended Stellar Formation History”, ESFH). Proposta originariamente da Twarog et al. (2011), questa teoria suggerisce che la formazione stellare nell’ammasso sia durata circa un miliardo di anni, producendo una sovrapposizione di isocrone di età diverse. Questa prospettiva, che renderebbe NGC 6791 simile ad alcuni ammassi massicci delle Nubi di Magellano, appare oggi meno accreditata: le analisi spettroscopiche ad alta risoluzione di Villanova et al. (2018) e Cunha et al. (2015) hanno infatti dimostrato un’omogeneità chimica difficile da conciliare con un processo di formazione così prolungato.

Al contrario, un contributo certo e quantificabile al broadening deriva dall’elevata frazione di sistemi binari, stimata per NGC 6791 tra il 20% e il 40% [Alvarez-Baena et al. 2024].

Come sottolineato da An et al. (2015), la presenza di binarie non risolte non solo allarga la Sequenza Principale verso il rosso, ma può indurre sottostime della metallicità fotometrica (fino a 0.036 dex), se non adeguatamente corretta nei modelli. A questo effetto fisico si sommano infine le incertezze fotometriche e sistematiche insite nei modelli stessi, particolarmente evidenti nelle stelle più fredde della MS ($V > 19.5$) [An et al. 2015]. An et al. (2015) hanno evidenziato discrepanze sistematiche di circa 0.02-0.03 mag tra le diverse fotometrie di riferimento, spesso accentuate dalle difficoltà dei modelli di gestire l’estremo line blanketing dovuto all’altissima metallicità.

In sintesi, il consenso scientifico attuale propende per una combinazione di binarietà massiccia

ed errori sistematici, lasciando all'arrossamento differenziale un ruolo che i futuri dati dovranno ulteriormente chiarire.

1.6 Dinamica e Origine Galattica

L'indagine della dinamica e dell'origine di NGC 6791 tenta di spiegare come possa un ammasso con una metallicità così alta, tipica del bulge e del disco interno, trovarsi attualmente a circa 8 kpc dal centro galattico e ad un'altezza di 1 kpc sopra il piano del disco [Boesgaard et al. 2015; Linden et al. 2017].

Storicamente, l'orbita di NGC 6791 è stata descritta come anomala per un ammasso aperto di Popolazione I. Già Carraro et al. (2006), rilevando un'alta eccentricità ($e \approx 0.59$), avevano ipotizzato un'origine esotica, suggerendo che l'ammasso potesse essere il nucleo superstite di una galassia nana catturata e distrutta marealmente dalla Via Lattea.

Tuttavia, la precisione astrometrica raggiunta con il Telescopio Spaziale *Hubble* ha permesso di riferire il moto proprio assoluto di NGC 6791 a galassie di fondo, indebolendo l'ipotesi extragalattica a favore di un'origine interna [Bedin et al. 2006].

Recentemente, Ahmed (2025) ha calcolato i seguenti parametri orbitali: l'ammasso seguirebbe un'orbita eccentrica ($e \approx 0.29$) e "boxy", con una distanza perigalattica di 4.74 kpc ed una apogalattica di 8.54 kpc, oscillando attraverso il piano galattico ogni 92.54 Myr.

Figura 1.18 mostra l'orbita di NGC 6791 calcolata da Ahmed (2025) sul piano del disco galattico (a destra) e nel sistema galattocentrico di coordinate cilindriche (a sinistra).

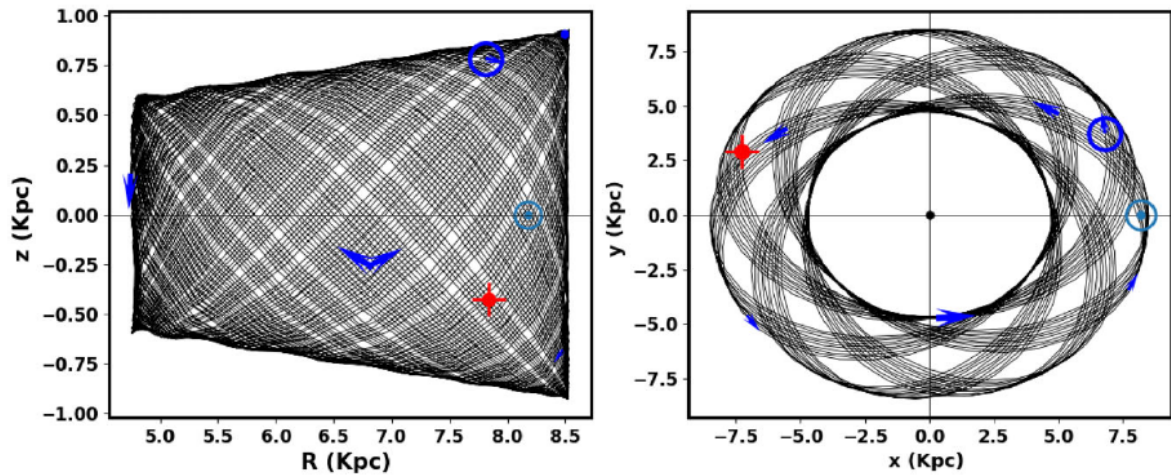


Figura 1.18: Orbita di NGC 6791. La croce rappresenta il punto di nascita dell'ammasso, il cerchio vuoto la posizione attuale [Ahmed 2025].

Il consenso scientifico moderno, consolidato dai lavori di Martinez-Medina et al. (2018) e Villanova et al. (2018), descrive NGC 6791 come un oggetto nato circa 8–8.5 miliardi di anni fa in una regione galattocentrica interna (tra 3 e 5 kpc). In questo ambiente, l’arricchimento chimico era estremamente rapido, giustificando una metallicità superiore a quella solare e un’abbondanza di Alluminio ($[Al/Fe] \approx +0.24$) tipica del bulge.

Il trasferimento verso l’esterno sarebbe avvenuto tramite il processo di migrazione radiale: simulazioni numeriche condotte da Jílková et al. (2012) e successivamente raffinate da Martinez-Medina et al. (2018) mostrano come la sovrapposizione di risonanze tra la barra galattica e i bracci di spirale possa spingere un ammasso verso l’esterno. Questo meccanismo di interazione risonante non solo sposta l’oggetto radialmente, ma può anche indurne un innalzamento verticale (“lifting”), spiegando la sua attuale posizione ad alta latitudine galattica [Martinez-Medina et al. 2018; Jílková et al. 2012].

La sopravvivenza di NGC 6791 a un viaggio così turbolento sarebbe dovuta esclusivamente alla sua eccezionale massa iniziale [Bedin et al. 2006; Jílková et al. 2012]. Per resistere ai continui shock mareali del disco galattico e arrivare ai giorni nostri con un nucleo ancora denso, si stima che l’ammasso debba essere nato come un oggetto enormemente più massiccio, con una massa iniziale compresa tra 1.5×10^5 e $4 \times 10^5 M_{\odot}$. Questa massa lo renderebbe originariamente simile a un ammasso globulare [Dalessandro et al. 2015].

L’interazione con il potenziale galattico avrebbe però ridotto molto la massa dell’ammasso. Dalessandro et al. (2015) hanno identificato tidal tails che testimoniano una perdita di massa attiva, confermata dal modello SPES [Claydon et al. 2019] di Alvarez-Baena et al. (2024), che quantifica a circa il 17% la frazione di stelle “potential escapers” (ancora legate ma in procinto di essere espulse). Questa continua erosione spiega la funzione di massa (“Mass Function”, MF) estremamente piatta dell’ammasso: NGC 6791 avrebbe infatti perso principalmente stelle di piccola massa [Alvarez-Baena et al. 2024; Dalessandro et al. 2015; King et al. 2005].

Recentemente, lo studio della cinematica interna ha aggiunto ulteriori elementi. Kamann et al. (2019) hanno infatti rilevato per la prima volta una rotazione interna significativa ($\sim 0.4 \text{ km s}^{-1}$), mostrata in Figura 1.19, che potrebbe essere un’eredità del momento angolare della nube madre o un effetto indotto dalle forze tidali durante la migrazione.

Infine, un’ipotesi recente suggerisce che NGC 6791 possa essere nato dalla fusione di due ammassi originatisi nella stessa nube molecolare. Questa teoria, ancora da sottoporre ad analisi più approfondite, sarebbe supportata dall’osservazione di Ahmed (2025) di una funzione di massa per l’ammasso che sembrerebbe essere modellata meglio da due distribuzioni gaussiane, piuttosto che da una singola legge di potenza, come mostrato in Figura 1.20.

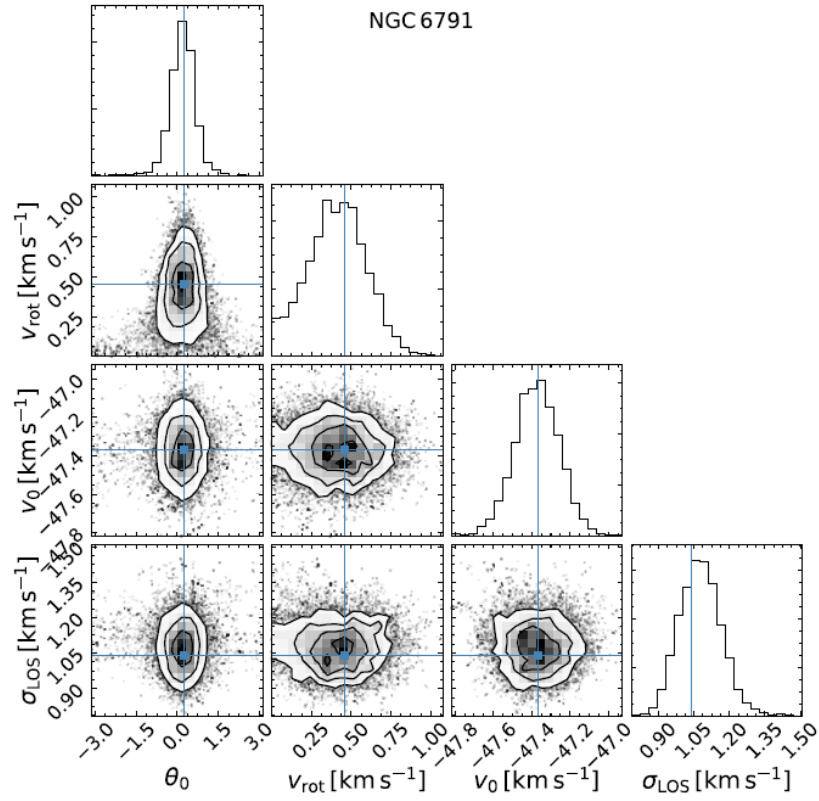


Figura 1.19: Rilevazione di una rotazione significativa ad opera di Kamann et al. (2019). I pannelli lungo la diagonale rappresentano le distribuzioni di probabilità per ogni singolo parametro, come la velocità di rotazione (v_{rot}) e la dispersione di velocità (σ_{LOS}), mentre i grafici a dispersione mostrano le correlazioni tra le coppie di parametri. Le linee blu indicano i valori più probabili (il picco della distribuzione).

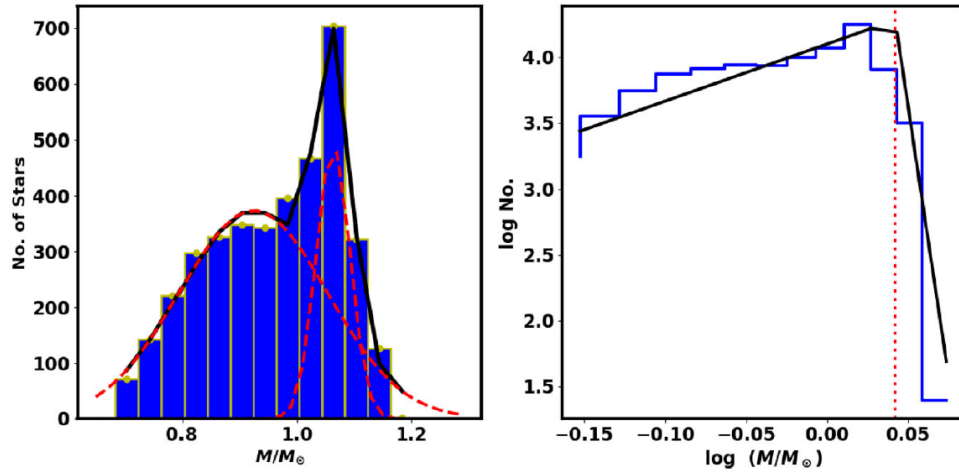


Figura 1.20: *A sinistra*: MF di NGC 6791 osservata da Ahmed (2025), modellata da due gaussiane. *A destra*: MF classica.

In definitiva, NGC 6791 si configura come un ammasso particolarmente interessante, la cui combinazione di età avanzata, super-metallicità, elio sovrabbondante e popolazioni esotiche, lo rende il banco di prova ideale per i modelli di evoluzione stellare e dinamica galattica [Ahmed 2025; Jadhav et al. 2023; Jílková et al. 2012]. Sebbene la binarietà e la migrazione radiale offrano oggi un quadro coerente per interpretare molte delle sue anomalie [Martinez-Medina et al. 2018; Villanova et al. 2018; Carraro e Benvenuto 2017; Jadhav et al. 2023; Brogaard et al. 2018], permangono questioni aperte, come la validazione fisica della distillazione del neon nelle nane bianche [Salaris et al. 2024]. L'unicità delle stelle di EHB [Carraro e Benvenuto 2017], l'ipotesi di una formazione per fusione tra ammassi primordiali [Ahmed 2025] e l'identificazione di nuovi membri interagenti, come i Blue Lurkers o potenziali radio-pulsar [Jadhav et al. 2023], sono tutti elementi da esaminare più a fondo in futuro. NGC 6791 conserva caratteristiche fisiche e chimiche intermedie tra quelle di ammassi aperti e globulari [Jadhav et al. 2023; Dalessandro et al. 2015; Boberg et al. 2016] e la risoluzione delle incertezze residue sulla sua architettura e sulla sua origine rimane legata alla precisione delle future campagne osservative [Salaris et al. 2024; Jadhav et al. 2023; Ahmed 2025; Liu et al. 2025].

Capitolo 2

Presentazione dei Dati e Processo di Riduzione

2.1 Il Razionale Scientifico e la Strategia Osservativa

In questo capitolo vengono descritti i dati osservativi utilizzati nell’analisi dei Capitoli 3 e 4 e il relativo processo di riduzione. Gli obiettivi principali del presente lavoro sono la creazione di un catalogo di stelle di NGC 6791 attraverso la determinazione della probabilità di appartenenza (“Membership Probability”), utile per successivi studi, e l’analisi della Sequenza Principale per verificare la presenza del M-dwarf gap.

Il primo obiettivo nasce direttamente dal programma osservativo del 2022 GO-17077 (PI: Bedin) del Telescopio Spaziale *Hubble* (“*Hubble Space Telescope*”, *HST*), spiegato più nel dettaglio in Sezione 2.3.1. Lo scopo è creare un catalogo astro-fotometrico profondo e ad alta risoluzione spaziale nel campo di NGC 6791, isolando i membri reali dell’ammasso dalle stelle di campo. Per misurare i moti propri necessari al calcolo della membership, serve un confronto multiepoca. Il progetto prevede che la continuazione di questo lavoro avvenga tramite il programma GO-17402 (PI: Bedin), un progetto attualmente in corso che osserva nuovamente l’ammasso per ricavare i moti propri dal confronto con i dati raccolti nel 2022. Poiché questi dati sono ancora in fase di acquisizione, in questo lavoro si sono utilizzate le osservazioni del programma GO-9815 (PI: King) del 2003 come prima epoca osservativa per il calcolo dei moti propri (per una spiegazione più dettagliata del programma si rimanda a Sezione 2.3.2).

Un catalogo *HST* di stelle appartenenti a NGC 6791 servirà in futuro per sfruttare al meglio i dati della missione *Kepler* per indagare il tasso di occorrenza planetaria negli ammassi stellari e testarlo in funzione di parametri fisici ben noti, come l’elevata metallicità di NGC 6791.

Il secondo obiettivo del presente lavoro riguarda la ricerca del “M-dwarf gap” nella Sequenza Principale inferiore, una discontinuità nella densità stellare osservata da Jao et al. (2018) a circa

$0.35 M_{\odot}$. Questo gap sarebbe causato dalla transizione allo stato completamente convettivo delle stelle di tipo M. Individuare questo fenomeno all'interno di ammassi stellari rappresenta un ottimo test per i modelli di evoluzione stellare. Essendo il gap stato osservato fino ad ora solo in ammassi globulari con metallicità subsolare, la sua rilevazione all'interno di un ammasso aperto super-metallico come NGC 6791 permetterebbe di valutarne l'entità in un diverso regime di metallicità, estendendo lo studio degli interni delle stelle di piccola massa a diverse popolazioni (si rimanda al Capitolo 4 per una descrizione più approfondita).

Infine, come spiegato maggiormente in Sezione 2.5, per coprire un intervallo di magnitudini più ampio, ai dati di *HST* è stato affiancato un catalogo *Gaia* DR3 [Gaia Collaboration et al. 2016; Gaia Collaboration et al. 2023]. Quest'ultimo è stato utilizzato per l'analisi delle stelle più brillanti, che risultano sature nelle immagini di *HST*.

2.2 Strumentazione: il Telescopio Spaziale *Hubble*

Frutto della collaborazione tra la NASA e l'ESA, *HST* fu lanciato in orbita terrestre bassa nel 1990. Nel corso della sua operatività, il telescopio è stato aggiornato mediante diverse missioni di servizio ("Servicing Missions", di seguito SM), durante le quali sono stati installati i detector utilizzati per questo studio. Nello specifico, i dati analizzati provengono dalla "Advanced Camera for Surveys" (ACS) [Pavlovsky et al. 2002], installata nel 2002 durante la missione SM3B, e dalla "Wide Field Camera 3" (WFC3) [Dressel 2022], operativa dalla missione SM4 del 2009.

2.2.1 "Advanced Camera for Surveys" (ACS)

Lo strumento è concepito come un sistema versatile dotato di diversi canali ottimizzati per scopi specifici; per questo lavoro è stato utilizzato esclusivamente il canale a campo largo ("Wide Field Channel", WFC), un detector progettato per osservazioni ad alta efficienza nel visibile e nel vicino infrarosso [Pavlovsky et al. 2002].

L'architettura del canale WFC consiste in un mosaico di due CCD "Scientific Imaging Technologies" (SiTe) da 2048×4096 pixel² ciascuno, adiacenti sul lato lungo e separati da un gap fisico di circa 50 pixel (~ 2.5 arcsec) [Pavlovsky et al. 2002]. La dimensione fisica dei pixel è di $15 \times 15 \mu\text{m}^2$, corrispondente a una scala dei pixel nominale sul cielo ("pixel scale") di $0.0494 \text{ arcsec pix}^{-1}$ [Pavlovsky et al. 2002]. Questo sensore copre quindi un'area totale di circa $202 \times 202 \text{ arcsec}^2$. La modalità operativa standard è la "Accumulation mode" (ACCUM), che produce un'immagine integrata nel tempo caricando i dati nella memoria temporanea dello strumento [Pavlovsky et al. 2002].

Le performance del detector sono state monitorate lungo i diversi cicli di *HST*, periodi annuali di assegnazione del tempo osservativo che scandiscono la vita del telescopio. Le campagne os-

servative descritte in Sezione 2.3 sono avvenute durante il ciclo 12 (2003) e il ciclo 30 (2022). I dati raccolti da ACS/WFC utilizzati in questo studio sono quelli relativi al ciclo 12. Sono di seguito descritti i parametri elettronici e fisici di ACS/WFC in quel periodo:

- Guadagno (“Gain”) e saturazione:
Nel ciclo 12, il valore di default era $GAIN = 1.0 \text{ e}^- \text{ DN}^{-1}$ (DN = “Digital Number”; rappresenta il valore numerico intero assegnato a un pixel dopo che la carica elettrica è stata convertita in segnale digitale dall’elettronica della camera), con una saturazione digitale fissata dal limite dei convertitori analogico-digitali a 65.535 DN [Pavlovsky et al. 2002].
- Rumore di lettura (“Read-Out Noise”, RON):
Assumeva valori di circa $5.0 \text{ e}^- \text{ pix}^{-1}$ [Pavlovsky et al. 2002], all’epoca non essendo ancora presente l’elettronica di ricambio CEB-R installata nella missione SM4.
- Corrente di buio (“Dark”):
Nel 2003 assumeva valori di circa $0.002 \text{ e}^- \text{ s}^{-1} \text{ pix}^{-1}$ [Pavlovsky et al. 2002].
- Efficienza di trasferimento di carica (“Charge Transfer Efficiency”, CTE):
Questo parametro presenta valori ottimi all’inizio della vita dello strumento, non richiedendo correzioni per le osservazioni effettuate nel ciclo 12 [Pavlovsky et al. 2002]. Si rimanda a Sezione 2.2.4 per una discussione più approfondita.
- Efficienza totale del sistema:
Rappresenta l’efficienza totale del sistema, inclusa l’ottica del telescopio. Per il sistema ottica + ACS/WFC essa raggiungeva il 48% a circa 7000 Å nel ciclo 12 [Pavlovsky et al. 2002].

I CCD di ACS includono inoltre una metallizzazione frontale specifica, denominata “Halo Fix” (non presente in WFC3), progettata per eliminare l’alone che solitamente si forma a lunghezze d’onda superiori a 8000 Å a causa di riflessioni interne [Pavlovsky et al. 2002].

2.2.2 “Wide Field Camera 3” (WFC3)

La “Wide Field Camera 3” (WFC3) è stata installata su *HST* nel 2009 durante la missione di servizio SM4, in sostituzione della precedente “Wide Field and Planetary Camera 2”. Per gli scopi di questo lavoro è stato impiegato il canale UVIS, un detector ottimizzato per la sensibilità nel vicino ultravioletto e nel visibile.

L’architettura del canale UVIS è costituita da un mosaico di due CCD prodotti da Teledyne (e2v Ltd.) da $2048 \times 4096 \text{ pixel}^2$ ciascuno [Dressel 2022]. I sensori sono retroilluminati e assottigliati

per massimizzare la risposta spettrale alle brevi lunghezze d'onda [Dressel 2022]. Anche questo strumento opera in modalità ACCUM.

Sebbene la dimensione fisica del pixel sia identica a quella di ACS ($15 \times 15 \mu\text{m}^2$), la diversa lunghezza focale del canale UVIS produce una scala dei pixel sul cielo pari a $0.0395 \text{ arcsec pix}^{-1}$ [Dressel 2022]. Il campo di vista risultante è di circa $162 \times 162 \text{ arcsec}^2$, con i due chip separati da un gap di circa 31 pixel ($\sim 1.2 \text{ arcsec}$) [Dressel 2022].

Questo strumento è stato utilizzato solo per i dati acquisiti nel 2022 durante il ciclo 30 di *HST*. Dal punto di vista della configurazione elettronica e delle performance operative in quell'epoca si hanno i seguenti parametri:

- Gain e saturazione:
Il valore di guadagno standard è $\text{GAIN} = 1.5 \text{ e}^- \text{ DN}^{-1}$ [Dressel 2022], mentre la saturazione varia tra 63.000 e $72.000 \text{ e}^- \text{ pix}^{-1}$ [Dressel 2022].
- RON:
Il canale UVIS presenta un rumore misurato tra 3.1 e $3.2 \text{ e}^- \text{ pix}^{-1}$ [Dressel 2022].
- Dark:
A causa dell'invecchiamento in orbita, per l'epoca delle osservazioni del ciclo 30 (2022), la corrente di buio mediana è stata stimata in circa $0.003 \text{ e}^- \text{ s}^{-1} \text{ pix}^{-1}$ [Dressel 2022].
- Efficienza di trasferimento di carica:
La degradazione dell'efficienza di trasferimento di carica rappresenta l'effetto sistematico più critico per i dati acquisiti nel 2022 [Dressel 2022]. Si rimanda a Sezione 2.2.4 per una discussione più approfondita.
- Efficienza totale del sistema:
Per il canale UVIS, l'efficienza totale raggiunge un picco del 29% a circa $6000 \text{ \AA}$ [Dressel 2022], un valore sensibilmente inferiore ad ACS dato dalla diversa architettura dello strumento.

2.2.3 Campionamento della PSF e Geometria del Campo

La risoluzione angolare di un telescopio, ossia la distanza angolare minima tra due sorgenti perché vengano risolte, è limitata dalla legge di Rayleigh (Eq. 2.1).

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (2.1)$$

Per *HST*, che possiede uno specchio primario di diametro 2.4 m, corrisponde a un limite di risoluzione di circa 0.05 arcsec a $\lambda \approx 5000 \text{ \AA}$. A questo limite si aggiunge quello del cam-

pionamento del profilo di sorgente puntiforme (“Point Spread Function”, PSF) che dipende dal rapporto tra la larghezza a metà altezza (“Full Width at Half Maximum”, FWHM) della PSF e la dimensione del pixel. Sia ACS/WFC sia WFC3/UVIS operano in regime di sottocampionamento (“undersampling”) secondo il criterio di Nyquist, poiché la dimensione dei loro pixel è superiore alla metà della risoluzione del telescopio nella maggior parte delle bande spettrali [Pavlovsky et al. 2002; Dressel 2022]. In un regime di sottocampionamento, la distribuzione di luce tra pixel adiacenti varia sensibilmente in base alla posizione del centro della sorgente rispetto alla griglia fisica del detector.

Nello specifico, per ACS/WFC il campionamento critico (la condizione in cui la dimensione di un pixel è esattamente la metà della risoluzione dello strumento) viene raggiunto solo a $\lambda \approx 11600 \text{ \AA}$ [Pavlovsky et al. 2002]. Nelle bande utilizzate in questo lavoro (F606W e F814W), la PSF ha una larghezza a metà altezza (“Full Width at Half Maximum”, FWHM) di circa 1.5–2.0 pixel [Pavlovsky et al. 2002].

Per quanto riguarda WFC3, d’altra parte, grazie alla scala dei pixel più fine ($0.0395 \text{ arcsec pix}^{-1}$), il campionamento risulta migliore rispetto ad ACS a parità di lunghezza d’onda (campionamento critico a $\sim 9000 \text{ \AA}$) [Dressel 2022]. Per i filtri utilizzati in questo lavoro, tuttavia, anche in WFC3/UVIS la FWHM della PSF è contenuta in meno di 2 pixel [Dressel 2022].

All’interno dei detector, a lunghezze d’onda elevate, si manifesta inoltre un fenomeno di interferenza dovuto a riflessioni interne nel supporto dei CCD. Questo problema richiede di modellare i pattern di interferenza e l’utilizzo di immagini di flat-field adeguate (una calibrazione necessaria per correggere le variazioni di sensibilità pixel per pixel e le disomogeneità dell’illuminazione nel sistema ottico). In ACS/WFC il fenomeno è rilevante sopra i $7500 \text{ \AA}$ [Pavlovsky et al. 2002], mentre in WFC3/UVIS appare già sopra i $7000 \text{ \AA}$ con ampiezze tipicamente inferiori al 30% [Dressel 2022].

Dal punto di vista geometrico, entrambi i detector presentano una marcata distorsione ottica dovuta alla loro posizione decentrata rispetto all’asse ottico del telescopio. Tale distorsione non è lineare e altera la proiezione del campo sul cielo come mostrato in Tabella 2.1 [Pavlovsky et al. 2002; Dressel 2022].

Paramero	ACS/WFC	WFC3/UVIS
Inclinazione del sensore rispetto all’asse ottico	$\sim 0.3^\circ$	$\sim 21^\circ$
Angolo tra gli assi del sensore proiettati sul cielo	$\sim 85.5^\circ$	$\sim 86.1^\circ$
Variazione della scala dei pixel (“geometric distortion scale”)	$\sim 9\%$	$\sim 7\%$
Effetto geometrico	distorsione “a campana”	distorsione “a rombo”

Tabella 2.1: Parametri geometrici e di distorsione per ACS/WFC e WFC3/UVIS [Pavlovsky et al. 2002; Dressel 2022].

In ACS/WFC, la distorsione è dominata da un termine lineare che rende i pixel non quadrati se proiettati sul cielo, con una variazione della scala dei pixel che va da $0.046 \text{ arcsec pix}^{-1}$ al centro a $0.051 \text{ arcsec pix}^{-1}$ ai bordi del detector [Pavlovsky et al. 2002]. Per WFC3/UVIS, l'inclinazione di 21° del piano focale rispetto alla direzione di puntamento accentua la distorsione geometrica [Dressel 2022]. Le correzioni delle distorsioni geometriche dei due strumenti sono fornite da Anderson e King (2006) per ACS/WFC e da Bellini et al. (2011) per WFC3/UVIS.

2.2.4 Effetti Sistemati e Degradazione Strumentale

Le prestazioni di *HST* sono influenzate da variazioni termiche cicliche note come “Breathing”. Questo fenomeno consiste in una variazione del fuoco del telescopio causata dalle repentine escursioni termiche che *Hubble* subisce lungo la sua orbita, dovute ad esempio dal passaggio dall'ombra all'illuminazione solare. Tali cambiamenti influenzano la stabilità della PSF, introducendo piccole variazioni che devono essere modellate durante la riduzione [Pavlovsky et al. 2002; Dressel 2022].

Il telescopio *Hubble*, inoltre, a causa della sua collocazione fuori dall'atmosfera, è costantemente esposto a particelle cariche che, nel lungo periodo, ne compromettono le prestazioni. Il fenomeno di degradazione più critico per il confronto tra i dataset del ciclo 12 e del ciclo 30 è la già citata (Sezioni 2.2.1 e 2.2.2) perdita di CTE. Quest'ultimo è un parametro adimensionale che esprime la frazione di carica trasferita con successo da un pixel a quello successivo durante la lettura del sensore e può quindi assumere valori compresi tra 0 e 1. Il danno da radiazione crea imperfezioni nel reticolo di silicio in cui gli elettroni si accumulano temporaneamente, per poi essere rilasciati con ritardi che variano da pochi microsecondi a diversi secondi. Questo processo genera delle scie di elettroni dietro le sorgenti, con un impatto che varia in base alla luminosità della sorgente e alla sua posizione sul detector, affliggendo principalmente la direzione verticale del CCD (poiché è quella in cui avvengono i trasferimenti paralleli), mentre l'effetto sulla direzione orizzontale è trascurabile. Nello specifico, le stelle più deboli subiscono perdite proporzionalmente maggiori rispetto a quelle brillanti, e l'entità dell'errore aumenta progressivamente con la distanza dall'amplificatore di lettura, raggiungendo il culmine per gli oggetti situati in prossimità del gap tra i chip.

Nel 2003 (ciclo 12), all'inizio della vita operativa di ACS/WFC, la sua CTE era di circa 0.999995 per i trasferimenti paralleli, con perdite di flusso stimate intorno al 10–17% per le sorgenti deboli [Pavlovsky et al. 2002]. Al contrario, nel ciclo 30, la degradazione è diventata un fattore limitante per WFC3/UVIS, che, nonostante sia stata installata successivamente rispetto ad ACS, ha risentito di una perdita di CTE maggiore nei suoi primi anni di vita. Nel 2022, per sorgenti deboli in campi con fondo ridotto le perdite di flusso in WFC3/UVIS possono raggiungere valori di 1 mag [Dressel 2022].

Per mitigare questo deterioramento, nelle osservazioni più recenti viene impiegata la tecnica del “post-flash”. Questa procedura prevede l’illuminazione controllata del sensore tramite LED interni, subito dopo l’esposizione scientifica e prima della lettura. L’obiettivo è iniettare un fondo artificiale di elettroni che vada a colmare preventivamente le irregolarità del silicio, agendo da barriera protettiva affinché il segnale delle stelle possa fluire senza essere catturato. Tuttavia, l’uso del post-flash incrementa il rumore poissoniano totale, in quanto il suo effetto è quello di aumentare il fondo lasciando il segnale invariato. Ad esempio, in WFC3/UVIS, iniettare $20 e^-$ di flash fa salire il rumore di lettura effettivo del pixel da 3.1 a circa $5.4 e^-$ [Dressel 2022]. Oltre alle soluzioni hardware, sono disponibili degli strumenti di correzione software integrati nelle pipeline ufficiali CALWF3 [Dressel 2022]. Questi algoritmi, basati sui modelli di Groggin et al. (2009), operano a livello del singolo pixel per modellare il trasferimento di carica e riposizionare matematicamente gli elettroni catturati nelle loro coordinate originali.

2.3 Osservazione di NGC 6791

Il calcolo della membership probability descritto nel Capitolo 3 del presente lavoro si basa sulla combinazione di due dataset ottenuti con *HST* in un arco temporale di circa vent’anni. Questo intervallo di tempo è sufficiente per misurare con precisione i moti propri delle componenti stellari dell’ammasso rispetto alle sorgenti di campo.

I dataset analizzati appartengono a due programmi specifici del Telescopio Spaziale *Hubble*:

1. Seconda epoca (~ 2022.8): Programma GO-17077 (PI: Bedin), condotto con le camere ACS/WFC e WFC3/UVIS.
2. Prima epoca (~ 2003.5): Programma GO-9815 (PI: King), condotto con la camera ACS/WFC.

I dettagli tecnici di ciascun progetto sono descritti nelle Sezioni 2.3.1 e 2.3.2.

2.3.1 Il Programma GO-17077

Il programma osservativo GO-17077 (PI: Bedin), condotto nell’autunno del 2022 (epoche da 2022.75 a 2022.82 circa), costituisce il punto di partenza del presente lavoro. Questo programma, insieme al suo successivo proseguimento multiepoca GO-17402 (PI: Bedin), nasce con l’obiettivo di sfruttare l’alta risoluzione spaziale del Telescopio Spaziale *Hubble* per estrarre e analizzare decine di migliaia di curve di luce raccolte dalla missione *Kepler* nei campi degli ammassi aperti NGC 6791 e NGC 6819. L’obiettivo scientifico a lungo termine è la determinazione del tasso di occorrenza planetaria negli ammassi stellari e la sua relazione con la metallicità.

Poiché Kepler possiede una risoluzione angolare limitata (≈ 4 arcsec pix⁻¹) [Koch et al. 2010], nelle regioni centrali e densamente affollate degli ammassi il flusso delle stelle più deboli risulta spesso contaminato dalle sorgenti vicine. Il programma GO-17077 mira a risolvere questo problema applicando la metodologia sviluppata da Libralato et al. (2016): l'utilizzo di immagini *HST* ad alta risoluzione permette di mappare accuratamente il campo, identificare per ogni stella le sorgenti vicine e sottrarre il loro contributo fotometrico prima dell'analisi delle curve di luce di *Kepler*. Questo processo consente di estendere lo studio dei transiti planetari a magnitudini significativamente maggiori, fino a $K_P \approx 24$. Nell'ambito del presente lavoro, il dataset del GO-17077 viene impiegato sia per la sua componente fotometrica profonda, sia come seconda epoca osservativa fondamentale per il calcolo dei moti propri stellari e la conseguente selezione dei membri di ammasso.

In questa campagna i target sono stati osservati tramite un mosaico 2×2 di campi, utilizzando simultaneamente entrambi gli strumenti (ACS e WFC3).

Per ottenere un buon campionamento della PSF e coprire le porzioni di cielo tra la gap tra i CCD, i dati sono stati raccolti spostando leggermente il puntamento del telescopio tra le diverse osservazioni (strategia chiamata “dithering”).

Il dataset relativo a questa epoca è sensibilmente più articolato rispetto a quello del 2003 (Sezione 2.3.2). Il programma ha previsto un totale di 81 immagini scientifiche distribuite su 8 orbite, dedicate all'osservazione di entrambi gli ammassi.

NGC 6791 è stato osservato in 4 orbite, ciascuna delle quali ha seguito una sequenza standard di 9 esposizioni eseguite attraverso l'uso simultaneo dei canali WFC3/UVIS e ACS/WFC in modalità primario + parallelo (una configurazione che permette l'utilizzo simultaneo di due strumenti diversi su campi di vista adiacenti).

Per ciascuna orbita, i tempi di esposizione erano così organizzati:

- WFC3/UVIS (primario):
Venivano acquisite 5 immagini utilizzando il canale UVIS centrato sull'ammasso. La sequenza prevedeva una posa breve da 40 secondi nel filtro a banda larga F350LP (specifico per le stelle più brillanti), seguita da due coppie di esposizioni nei filtri F606W (348 e 496 secondi) e F814W (729 e 697 secondi).
- ACS/WFC (parallelo):
In parallelo alle osservazioni UVIS, la camera ACS acquisiva 4 immagini delle regioni più esterne dell'ammasso con il canale WFC. La sequenza comprendeva due pose in F606W (258 e 338 secondi) e due in F814W (635 e 666 secondi).

Per quanto riguarda questa seconda epoca, i dati utilizzati nel presente lavoro comprendono esclusivamente quelli raccolti con i filtri F606W ed F814W di WFC3/UVIS. I dati relativi alla

banda F350LP ed alle porzioni esterne dell'ammasso osservate con ACS/WFC non sono stati utilizzati. I filtri a banda larga di WFC3/UVIS hanno larghezze di 2189.2 Å (F606W) e 1565.2 Å (F814W), con lunghezze d'onda di pivot λ_p rispettivamente di 5889.2 Å e 8039.1 Å [Dressel 2022].

Per contrastare la degradazione della CTE, è stato applicato il post-flash esclusivamente per lo strumento WFC3/UVIS, con livelli diversificati a seconda del filtro e del fondo cielo atteso: per i filtri F606W e F814W sono stati utilizzati rispettivamente valori di $9 e^- \text{ pix}^{-1}$ e $8 e^- \text{ pix}^{-1}$. Il campo di vista di WFC3/UVIS nel programma GO-17077 è mostrato in rosso in Figura 2.1.

2.3.2 Il Programma GO-9815

Per poter isolare cinematicamente le stelle di ammasso tramite il calcolo dei moti propri, i dati del programma GO-17077 sono stati confrontati con una prima epoca osservativa sufficientemente distante nel tempo. A questo scopo è stato integrato nel lavoro il dataset del programma GO-9815 (PI: King), le cui osservazioni risalgono al luglio del 2003 (epoca ompresa tra 2003.49 e 2003.58 circa).

L'obiettivo scientifico originario era la caratterizzazione fotometrica delle stelle di piccola massa lungo la Sequenza Principale di NGC 6791, con l'intento di raggiungere il limite di combustione dell'idrogeno e mappare la sequenza di raffreddamento delle nane bianche. Nel contesto di questo lavoro, tuttavia, gli obiettivi scientifici originari del proposal non saranno approfonditi. Queste osservazioni sono state effettuate con ACS/WFC [Pavlovsky et al. 2002] e anche in questo caso è stata utilizzata la strategia del “dithering” per ottimizzare il campionamento della PSF.

I filtri a banda larga selezionati per questa campagna sono F606W e F814W. A questi corrispondono lunghezze d'onda di pivot λ_p rispettivamente di 5915.4 Å e 8064.6 Å, con larghezze di 2342 Å per F606W e 2511 Å per F814W [Pavlovsky et al. 2002].

Il dataset comprende un totale di 18 immagini, equamente divise tra i due filtri utilizzati. Per ciascuna banda, le esposizioni sono state differenziate per osservare efficacemente sia le sorgenti brillanti (con esposizioni brevi per evitare la saturazione dei pixel) sia quelle deboli (con esposizioni lunghe per raccogliere più fotoni).

I tipi di esposizioni effettuate per ciascun filtro sono qui elencati:

- 3 esposizioni brevi da 30 secondi ciascuna;
- 2 esposizioni lunghe da 1142 secondi ciascuna;
- 4 esposizioni lunghe da 1185 secondi ciascuna.

Per minimizzare il fondo cielo e massimizzare il rapporto segnale-rumore sulle sorgenti più deboli, tutte le esposizioni lunghe sono state eseguite con il requisito “LOW-SKY”. Questo è un vincolo di pianificazione che indica ad *HST* di eseguire le esposizioni solo quando si trova in una posizione orbitale tale per cui l’angolo rispetto al Sole, alla Luna e alla Terra minimizzi la diffusione della luce zodiacale e del riflesso terrestre, rendendo il fondo cielo significativamente più basso della media.

Tutti i dati raccolti in quest’epoca sono stati ridotti (Sezione 2.3) e utilizzati per l’analisi presentata nei capitoli successivi. Il campo di vista di ACS/WFC nel programma GO-9815 è mostrato in blu in Figura 2.1.

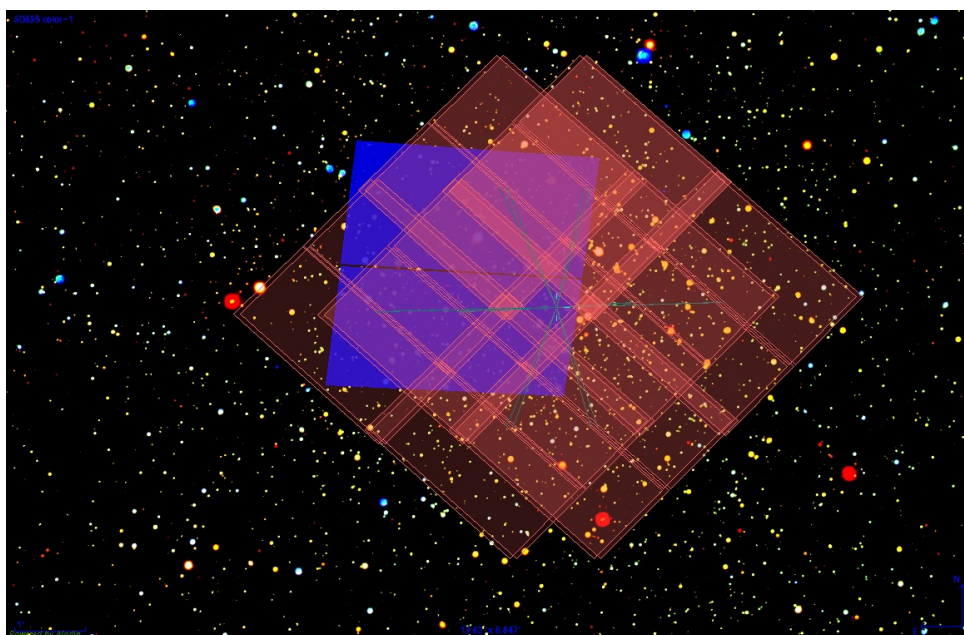


Figura 2.1: La figura mostra i campi di vista di ACS/WFC (prima epoca, in blu) e di WFC3/UVIS (seconda epoca, in rosso).

2.3.3 Pre-Riduzione e Dataset

Il sito del “Mikulski Archives for Space Telescopes”¹ (MAST) fornisce, tra gli altri, anche i dati già corretti dalla pipeline ufficiale di *HST*²³ per Bias, Flat-Field e Dark, sotto forma di file `flt.fits`. Lo stesso archivio fornisce anche i file in formato `flc.fits`, a cui, oltre alle correzioni sopra citate, è applicata anche la correzione per perdita di CTE attraverso l’algoritmo sviluppato da Anderson e Bedin (2010) e versioni successive aggiornate nella pipeline ufficiale.

¹<https://archive.stsci.edu/>

²<https://hst-docs.stsci.edu/acsdhdb/chapter-3-ac-s-calibration-pipeline>

³<https://hst-docs.stsci.edu/wfc3dhb/chapter-3-wfc3-data-calibration/3-1-the-calwf3-data-processing-pipeline>

I dataset utilizzati nel presente lavoro sono di questo secondo tipo. In Figura 2.2 è mostrata un'immagine `flc.fits` di ACS/WFC del 2003 in banda F606W.

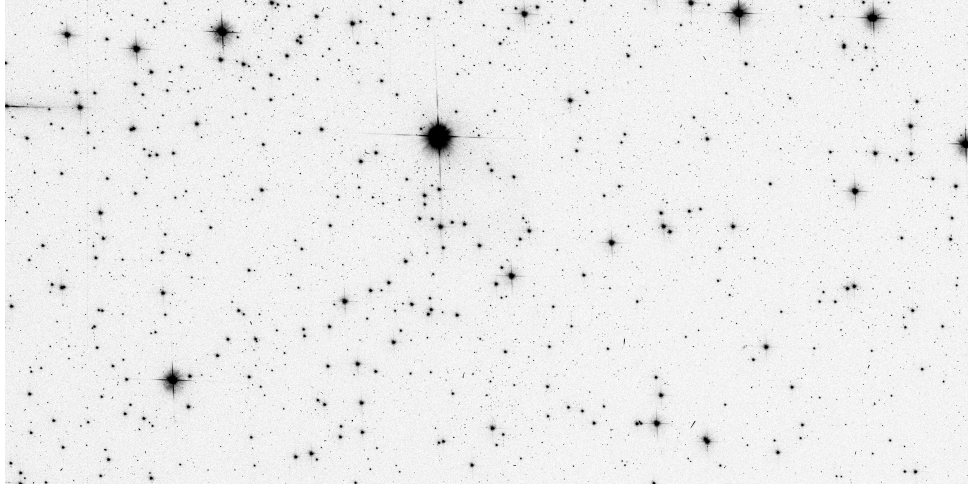


Figura 2.2: Esempio di un'immagine `flc.fits`. Questa in particolare è un'immagine catturata da uno dei due CCD (2048×4096 pixel²) di ACS/WFC all'epoca 1 con il filtro F606W.

2.4 Processo di Riduzione dei Dati

Il processo di riduzione dei dati è stato svolto dal dr. Libralato Mattia sulla base del metodo descritto in Bellini et al. (2017). Il primo passo consiste nell'uso del software `hst1pass`, che esegue una misura dei flussi e delle posizioni attraverso il fit sulle sorgenti di funzioni efficaci della diffusione di sorgente puntiforme (“Effective Point Spread Function”, ePSF). Le ePSF rappresentano le convoluzioni tra le PSF dovute all'ottica del telescopio e la risposta dei pixel. I modelli utilizzati sono stati prodotti da Jay Anderson⁴ e, per mappare le variazioni spaziali introdotte dalle distorsioni ottiche, sono strutturati in una griglia di 45 ePSF (9×5) per ciascun CCD di ACS/WFC e 28 ePSF (7×4) per ciascun CCD di WFC3/UVIS. Tuttavia, i modelli d'archivio non possono prevedere le variazioni temporali della PSF causate dalle fluttuazioni termiche e strutturali del telescopio nel corso delle diverse orbite. Per ovviare a questo limite, `hst1pass` implementa una procedura di perturbazione e ottimizzazione locale delle ePSF attraverso un processo di calibrazione iterativo.

In sintesi, il codice esegue inizialmente una prima fotometria delle stelle del campo utilizzando le ePSF nominali di libreria, genera un modello sintetico per ciascuna sorgente e lo sottrae dall'immagine reale della stella. Sulla base della distribuzione media dei residui calcolati, il software perturba e corregge la forma delle ePSF locali, ripetendo l'intero ciclo di misura, sottrazione e calibrazione fino a quando i residui medi non convergono a zero.

⁴<https://www.stsci.edu/~jayander/HST1PASS/>

Per ciascun file `flc`, `hst1pass` svolge questo processo, operando una prima misura delle posizioni delle sorgenti e producendo un catalogo per ogni immagine. Le posizioni sono state corrette per distorsione geometrica applicando le correzioni di Anderson e King (2006) (ACS/WFC) e Bellini et al. (2011) (WFC3/UVIS).

La seconda fase del processo di riduzione consiste nella costruzione di un catalogo di riferimento comune (“master frame”) per ciascuna epoca, necessario per il successivo step di analisi simultanea delle diverse immagini del dataset, che richiede un sistema di riferimento condiviso. L’ancoraggio astrometrico iniziale viene eseguito a partire dal catalogo *Gaia* DR3 [Gaia Collaboration et al. 2023]. Le posizioni originarie delle sorgenti di riferimento vengono propagate alle epoche specifiche delle osservazioni *HST* applicando i moti propri forniti da *Gaia*, e le coordinate equatoriali sulla sfera celeste vengono proiettate su un piano tangente il cui punto di tangenza coincide con il centro dell’ammasso ricavato dal database “Set of Identifications, Measurements and Bibliography for Astronomical Data”⁵ (SIMBAD), per ricondurre le posizioni di *Gaia* alla geometria piana dei detector di *HST*. Nel passaggio dalle unità angolari della sfera celeste alle coordinate pixel sul piano tangente, si adotta una pixel scale arbitraria stabilita a 50 mas pix^{-1} . Questa scelta non richiede l’utilizzo delle reali scale strumentali, poiché la differenza rispetto alla scala vera del rilevatore viene interamente assorbita dalle successive trasformazioni lineari a sei parametri impiegate per la creazione del master frame.

Per ogni immagine, il software identifica le sorgenti in comune tra essa ed il catalogo di riferimento *Gaia*, utilizzando diversi algoritmi tra cui quelli basati sul metodo dei triangoli simili. Una volta stabilite le associazioni, vengono calcolate delle trasformazioni lineari a sei parametri per mappare le posizioni misurate con *HST* sul sistema di riferimento di *Gaia*. Tali parametri correggono due traslazioni spaziali (sulle coordinate x e y), una variazione di scala isotropa, una rotazione e i due “skew-terms” (ovvero un termine di non-ortogonalità degli assi fisici del detector e un termine di riscaldamento asimmetrico tra gli assi). Una volta applicate le trasformazioni lineari per ciascuna esposizione, tutte le posizioni risultano nel sistema di riferimento di *Gaia*. Le posizioni in ciascuna immagine così ricavate vengono poi mediate e il processo viene ripetuto usando come riferimento il catalogo medio (che per costruzione si trova ancora nel sistema di riferimento di *Gaia*). Questo permette di aumentare il numero di sorgenti in comune e raffinare le trasformazioni lineari. Per quanto riguarda la registrazione fotometrica, viene semplicemente presa come riferimento la posa più profonda.

La fase successiva della riduzione vede l’utilizzo del software KS2, descritto in Bellini et al. (2017), per una misura più precisa di posizioni e flussi. Questo algoritmo analizza simultaneamente tutte le immagini appartenenti a una medesima epoca osservativa. Questo permette l’identificazione di sorgenti deboli che si perderebbero nel rumore del fondo cielo in una singola

⁵<https://simbad.cds.unistra.fr/simbad/>

posa. Inoltre, per migliorare le misure in regioni affollate, KS2 sottrae le sorgenti vicine durante la misura di ogni singola stella, il cui flusso e la cui posizione vengono poi calcolate come media tra quelli delle singole immagini. Le immagini risultanti, una per ciascuna epoca, sono mostrate in Figure 2.3 e 2.4.

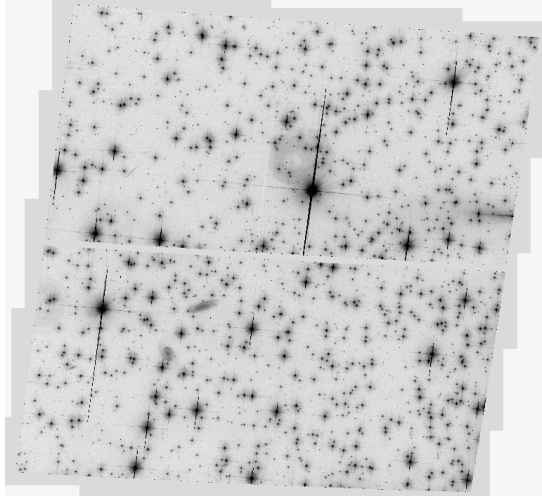


Figura 2.3: Catalogo relativo alle osservazioni del programma GO-9815 (PI: King) utilizzato per l'analisi descritta nel capitolo successivo.

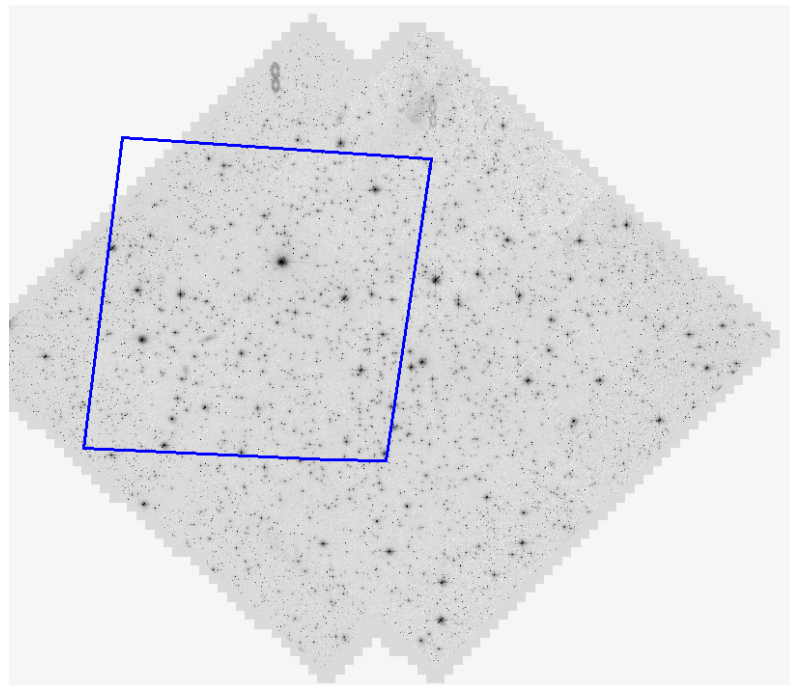


Figura 2.4: Catalogo relativo alle osservazioni del programma GO-17077 (PI: Bedin) utilizzato per l'analisi descritta nel capitolo successivo. Il riquadro blu contiene le posizioni in comune con il catalogo della prima epoca.

Infine, le magnitudini strumentali sono state calibrate nel sistema VEGAmag. Per farlo, si è effettuata fotometria di apertura entro un raggio di 3 pixel (corrispondenti a 0.15 secondi d'arco per ACS/WFC e a 0.12 secondi d'arco per WFC3/UVIS) sulle immagini del tipo `drc.fits`, anch'esse fornite dal MAST⁶. Queste sono i prodotti finali della pipeline di calibrazione ricampionati e corretti geometricamente. I file `drc` derivano dalle esposizioni `flc`, includendo quindi la correzione per perdita di CTE, e i dati che contengono sono normalizzati ad 1 secondo di tempo di posa [Pavlovsky et al. 2002; Dressel 2022].

La fotometria d'apertura eseguita sulle immagini `drc` è stata successivamente corretta per gli effetti di apertura finita, consentendo di estrapolare i flussi al loro valore totale. Tale calibrazione è stata effettuata applicando le correzioni d'apertura ufficiali, che quantificano la percentuale di flusso perso in funzione dello strumento, del filtro e del raggio adottati. Dopodiché, sono state identificate le stelle in comune tra il catalogo prodotto con KS2 e quello ricavato dalle immagini `drc`. Usando questo set di sorgenti, è stata calcolata la differenza in magnitudine tra le stelle. Questo valore è stato sommato alle magnitudini delle stelle nel catalogo KS2, normalizzandone di fatto la fotometria ad un tempo di posa di 1 s, e correggendo per l'apertura finita. Infine, l'applicazione degli ZP di Bohlin et al. (2016) per ACS e quelli riportati nel sito dello STScI per WFC3⁷ ha permesso di convertire tali magnitudini strumentali, ormai normalizzate a 1 s di posa ed estese ad apertura infinita, nelle magnitudini fisiche del sistema VEGAmag.

2.5 Il Catalogo Complementare *Gaia*

I cataloghi descritti fino ad ora in questo capitolo, risultanti dalle osservazioni *HST*, presentano un'importante limitazione. Come affermato in Sezione 2.3.1, il programma GO-17077 prevedeva l'esecuzione di esposizioni brevi esclusivamente con il filtro a banda larga F350LP. Nelle bande fotometriche utilizzate in questo lavoro (F606W ed F814W), invece, sono state eseguite soltanto esposizioni lunghe, con conseguente saturazione delle stelle più luminose dell'ammasso. Come mostrato in Figura 2.5, per le stelle più brillanti di $m_{F606W} \approx 18-19$ si perde la quasi totalità delle sorgenti.

⁶<https://archive.stsci.edu/>

⁷<https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/wfc3/data-analysis/photometric-calibration>

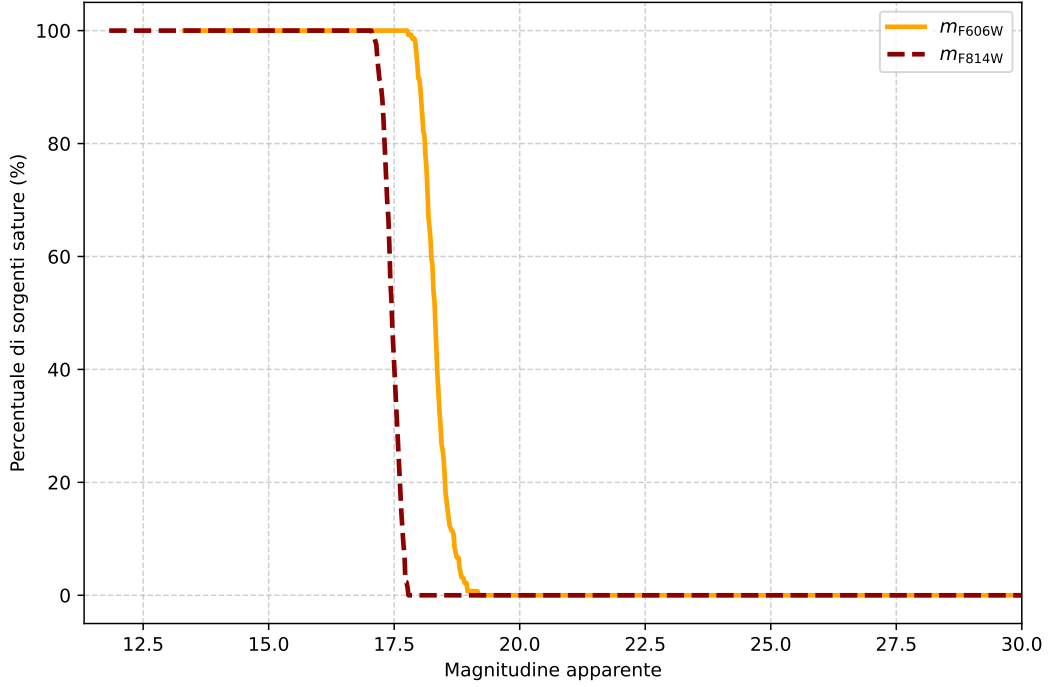


Figura 2.5: Percentuale delle sorgenti saturate in funzione delle magnitudini m_{F606W} ed m_{F814W} . Il grafico si riferisce ai valori di magnitudini e saturazioni acquisiti durante la seconda epoca da WFC3/UVIS.

Per ottenere un campionamento completo del CMD, fondamentale per eseguire un fit accurato delle isocrone nel Capitolo 4, si è scelto di affiancare ai dati *HST* un catalogo *Gaia* DR3 [Gaia Collaboration et al. 2016; Gaia Collaboration et al. 2023].

Il piano focale di *Gaia* è composto da 106 CCD di tre tipologie differenti (“broadband”, “blue-enhanced” e “red-enhanced”), organizzati in 7 righe e 17 strisce, per un totale di circa 938 milioni di pixel [Gaia Collaboration et al. 2016]. I singoli pixel misurano $10\ \mu\text{m}$ lungo la direzione di scansione e $30\ \mu\text{m}$ perpendicolarmente ad essa, che corrispondono sul cielo a una risoluzione angolare rispettivamente di 58.9 mas e 176.8 mas [Gaia Collaboration et al. 2016].

Il rumore di lettura si attesta tra i 3 e i 5 e^- per la maggior parte dei rilevatori, con eccezioni per lo “Sky Mapper” (11 e^-) e per il primo campo astrometrico (8 e^-), mentre il gain è regolabile tra due modalità (“Low gain” e “High gain”) [Gaia Collaboration et al. 2016]. Sebbene vi siano dei gap fisici tra i sensori, la strategia di scansione del satellite garantisce l’osservazione ripetuta di ogni punto del cielo [Gaia Collaboration et al. 2016].

Il satellite ospita due telescopi con campi di vista di circa $0.7^\circ \times 0.7^\circ$, separati da un angolo di base di 106.5° [Gaia Collaboration et al. 2016].

Il sistema non utilizza filtri fisici tradizionali per tutte le bande: la banda larga *G* (330–1050

nm) è definita dalla risposta combinata di specchi e CCD, mentre le bande fotometriche G_{BP} (330–680 nm) e G_{RP} (640–1050 nm) sono generate dalla dispersione della luce attraverso dei prismi [Gaia Collaboration et al. 2016].

La data release 3 (DR3) copre un intervallo osservativo di circa 34 mesi (tra il 25 luglio 2014 e il 28 maggio 2017), registrando una media di circa 40–50 transiti per sorgente [Gaia Collaboration et al. 2023]. Il tempo di integrazione nominale su ogni CCD è di 4.42 secondi; per evitare la saturazione delle stelle più brillanti, il sistema attiva automaticamente i “TDI gates”, una serie di dodici elettrodi che permettono di ridurre il tempo di integrazione effettivo dei CCD inibendo il trasferimento di carica lungo le linee [Gaia Collaboration et al. 2016].

Le prestazioni geometriche e ottiche subiscono degradazioni periodiche e sistematiche nello spazio. La perdita di CTE è mitigata sia dall’iniezione periodica di cariche sia da modelli software di distorsione della carica [Gaia Collaboration et al. 2016].

I dati grezzi trasmessi a terra vengono elaborati dal consorzio DPAC attraverso un’architettura divisa in pipeline quotidiane e cicliche. L’elaborazione quotidiana avviene in tempo quasi reale e comprende tre rami principali [Gaia Collaboration et al. 2016]:

- “Initial Data Treatment” (IDT):
esegue la pre-elaborazione della telemetria grezza, ricostruisce le finestre di osservazione, calcola flusso e posizione delle sorgenti lungo la direzione di scansione e fornisce una prima stima dell’attitudine del satellite;
- “First Look” (FL):
verifica giornalmente lo stato del carico utile e la qualità dei dati, generando calibrazioni strumentali rapide e una versione migliorata dell’attitudine;
- “Science & Solar System Alerts”:
monitorano costantemente il cielo per individuare eventi improvvisi e rari, come le esplosioni di supernove, e scoprire nuovi asteroidi o oggetti vicini alla Terra che si spostano velocemente.

L’elaborazione ciclica opera invece in modo iterativo per raffinare ripetutamente i parametri strumentali e quelli delle sorgenti [Gaia Collaboration et al. 2016]:

- “Intermediate Data Update” (IDU):
aggiorna le calibrazioni di base (tra cui il bias e il modello di PSF) e rielabora tutte le osservazioni grezze sfruttando i migliori parametri astrometrici e i colori derivati dal ciclo precedente;

- “Astrometric Global Iterative Solution” (AGIS): calcola simultaneamente i cinque parametri astrometrici di ogni stella (posizione, parallasse e moti propri), l’attitudine del satellite e la calibrazione geometrica del piano focale;
- “Photometric Pipeline”: converte i flussi dei CCD in fotometria calibrata nelle bande G , G_{BP} e G_{RP} , correggendo gli effetti sistematici e ancorando i dati a scale fisiche tramite stelle standard;
- “RVS Pipeline”: elabora le misure dello spettrometro a velocità radiale calibrando le lunghezze d’onda e rimuovendo gli effetti della luce diffusa e della perdita di CTE.

Per questa tesi, l’estrazione dei dati è stata effettuata tramite il modulo di ricerca per nome del sito ufficiale dell’archivio *Gaia*⁸, inserendo NGC 6791 come oggetto d’indagine. Il download così effettuato vincola l’output a un massimo di 2000 sorgenti. Alla luce di questo tetto numerico, si è scelto di impostare un raggio di selezione dal centro dell’ammasso pari a 145 arcosecondi.

Questa scelta risponde a una duplice motivazione: da un lato permette di campionare un’area di cielo del tutto paragonabile a quella coperta dalle immagini *HST* (circa 202×202 arcsec²), rendendo i due dataset geometricamente confrontabili nonostante le due coperture non siano centrate perfettamente nello stesso punto e non interessino la stessa identica zona a causa delle loro forme differenti (l’area quadrata dei CCD per *HST* e la selezione circolare per *Gaia*). D’altra parte, un’estensione del raggio oltre tale limite non avrebbe comunque permesso di incrementare il numero di stelle scaricate, rendendo preferibile concentrare la statistica disponibile sulle sole regioni centrali dell’ammasso.

Il campione di 2000 sorgenti così ottenuto risulta comunque sufficiente per descrivere la morfologia della parte brillante del CMD.

⁸<https://gea.esac.esa.int/archive/>

Capitolo 3

Determinazione Astrometrica della Probabilità di Appartenenza

Una volta completato il processo di riduzione dei dati descritto nel Capitolo 2, il primo passo per l'analisi scientifica di NGC 6791 consiste nel separare in modo affidabile i reali membri dell'ammasso dalle stelle di campo disposte lungo la linea di vista. Questo capitolo è dedicato alla determinazione astrometrica della probabilità di appartenenza ("Membership Probability", MP) delle sorgenti, un passaggio fondamentale per ripulire i successivi diagrammi colore-magnitudine da contaminazioni esterne. Date le differenti caratteristiche dei cataloghi prodotti, l'analisi viene strutturata in due fasi: la prima (Sezione 3.1) sfrutta il catalogo *Gaia* DR3 descritto in Sezione 2.5 per la selezione delle stelle più brillanti, mentre la seconda (Sezione 3.2) impiega il dataset *HST* per estendere lo studio fino alle magnitudini più deboli.

3.1 Membership Probability delle Sorgenti Brillanti con *Gaia*

Il calcolo della MP delle sorgenti del catalogo *Gaia* DR3 è stato effettuato adattando il metodo descritto in Griggio e Bedin (2022). Il campione di dati iniziale, centrato sulle coordinate di NGC 6791 e composto da 2000 sorgenti, è stato innanzitutto ripulito da eventuali valori mancanti (NaN) nei parametri fondamentali per l'analisi: parallasse, ascensione retta, declinazione, moti propri (in ascensione retta e declinazione) e magnitudine in banda *G*. Delle 1784 sorgenti rimanenti, sono state selezionate esclusivamente le 1712 caratterizzate da un parametro RUWE < 1.4 . Il RUWE ("Renormalized Unit Weight Error") è un indicatore atto a valutare la bontà del fit astrometrico di una stella; il limite imposto è quello standard consigliato in Lindegren et al. (2021) per escludere sistemi binari non risolti o sorgenti con astrometria problematica. L'algoritmo sviluppato per questo lavoro calcola la MP in modo iterativo, aggiornando i para-

metri di input fino al raggiungimento della loro convergenza. I parametri iniziali di ammasso, i cui valori sono stati ricavati dal database SIMBAD¹, sono i seguenti:

- Ascensione Retta del centro dell'ammasso: $\alpha_c = 290^\circ.22$;
- Declinazione del centro dell'ammasso: $\delta_c = 37^\circ.78$;
- Moto proprio medio dell'ammasso in ascensione retta: $(\mu_\alpha \cos \delta)_c = -0.421 \text{ mas yr}^{-1}$;
- Moto proprio medio dell'ammasso in declinazione: $(\mu_\delta)_c = -2.269 \text{ mas yr}^{-1}$;
- Parallasse media: $\varpi_c = 0.192 \text{ mas}$;
- Dispersione intrinseca del moto proprio nell'ammasso: $(\sigma_\mu)_c = 0.005 \text{ mas yr}^{-1}$;
- Dispersione delle parallassi: $(\sigma_\varpi)_c = 0.002 \text{ mas}$;
- Raggio di core dell'ammasso: $r_c = 0^\circ.068$.

I parametri di input aggiuntivi, necessari per il calcolo delle MP come mostrato in Eq. 3.2, includono la frazione stimata di sorgenti appartenenti all'ammasso (n_c) e la frazione di campo ($n_f = 1 - n_c$). Alla prima iterazione, queste frazioni e le probabilità di appartenenza di ogni singola stella sono state poste pari a 0.5.

Per poter applicare la condizione sulla posizione spaziale, l'algoritmo proietta le coordinate equatoriali di tutte le sorgenti su un piano tangente alla volta celeste, centrato sulle coordinate dell'ammasso (α_c, δ_c), ottenendo così le coordinate standard cartesiane (ξ, η).

Successivamente, per minimizzare l'effetto di bias statistici legati alla variazione delle incertezze astrometriche con la luminosità, l'algoritmo calcola i parametri di campo adottando un approccio locale. Per ciascuna stella, viene definita una finestra mobile ("sliding window") in magnitudine G di ampiezza iniziale pari a 1.5 mag (± 0.75 mag rispetto alla stella in esame). Qualora la finestra contenga meno di 50 sorgenti, essa viene progressivamente allargata a step di 0.25 mag fino a un massimo di 3.0 mag. All'interno di questa finestra, i parametri del campo vengono determinati calcolando mediane, deviazioni standard e coefficiente di correlazione (γ) solo sulle stelle con probabilità di appartenenza all'ammasso $P < 0.5$.

¹<https://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-basic?Ident=NGC+6791&submit=SIMBAD+search>

La probabilità finale P per l' i -esima stella è calcolata valutando le funzioni di verosimiglianza totale di ammasso (Φ_c) e di campo (Φ_f):

$$P = \frac{\Phi_c}{\Phi_c + \Phi_f} \quad (3.1)$$

Le funzioni Φ_c e Φ_f sono definite come il prodotto delle probabilità indipendenti derivanti dal moto proprio (v), dalla posizione spaziale (r) e dalla parallasse (ϖ):

$$\Phi_{c/f} = n_{c/f} \cdot \Phi_{c/f}^v \cdot \Phi_{c/f}^r \cdot \Phi_{c/f}^\varpi \quad (3.2)$$

Per quanto riguarda i membri dell'ammasso, i moti propri sono modellati tramite una distribuzione normale bivariata priva di correlazione:

$$\Phi_c^v = \frac{1}{2\pi \Sigma_{\alpha,c} \Sigma_{\delta,c}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(\mu_\alpha^* - \mu_{\alpha,c}^*)^2}{\Sigma_{\alpha,c}^2} + \frac{(\mu_\delta - \mu_{\delta,c})^2}{\Sigma_{\delta,c}^2} \right] \right\} \quad (3.3)$$

dove le deviazioni standard Σ tengono conto sia della dispersione intrinseca dell'ammasso (σ) sia dell'errore osservativo (ϵ) sulla singola stella ($\Sigma_{\alpha,c}^2 = \sigma_{\mu,c}^2 + \epsilon_{\mu_{\alpha*}}^2$ e analogo per la componente in declinazione).

Per il campo, la distribuzione include invece il coefficiente di correlazione γ :

$$\Phi_f^v = \frac{1}{2\pi \Sigma_{\alpha,f} \Sigma_{\delta,f} \sqrt{1 - \gamma^2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2(1 - \gamma^2)} \left[\frac{\Delta\mu_\alpha^{*2}}{\Sigma_{\alpha,f}^2} - \frac{2\gamma \Delta\mu_\alpha^* \Delta\mu_\delta}{\Sigma_{\alpha,f} \Sigma_{\delta,f}} + \frac{\Delta\mu_\delta^2}{\Sigma_{\delta,f}^2} \right] \right\} \quad (3.4)$$

dove $\Delta\mu$ rappresenta la differenza tra il moto proprio della stella e la mediana del campo. La distribuzione delle parallassi di ammasso è una gaussiana 1D standard:

$$\Phi_c^\varpi = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \Sigma_{\varpi,c}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \frac{(\varpi - \varpi_c)^2}{\Sigma_{\varpi,c}^2} \right\} \quad (3.5)$$

Per le parallassi di campo, invece, l'algoritmo esegue un fit su una distribuzione bimodale definita come somma di due gaussiane:

$$\Phi_f^\varpi = \frac{A}{\sqrt{2\pi} \Sigma_{\varpi,f,1}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\varpi - \varpi_{f,1}}{\Sigma_{\varpi,f,1}} \right)^2 \right\} + \frac{1 - A}{\sqrt{2\pi} \Sigma_{\varpi,f,2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left(\frac{\varpi - \varpi_{f,2}}{\Sigma_{\varpi,f,2}} \right)^2 \right\} \quad (3.6)$$

dove:

- A e $(1 - A)$ sono i fattori di peso relativi alle due componenti della popolazione di campo, con $0 \leq A \leq 1$;
- $\varpi_{f,1}$ e $\varpi_{f,2}$ rappresentano i valori mediani della parallasse per i due picchi della distribuzione del campo ricavati localmente all'interno della finestra mobile in magnitudine;
- $\Sigma_{\varpi,f,1}$ e $\Sigma_{\varpi,f,2}$ sono le deviazioni standard totali delle due componenti, calcolate combinando la dispersione intrinseca del campo ($\sigma_{\varpi,f,i}$) con l'incertezza osservativa della singola stella (ϵ_{ϖ}), secondo la relazione $\Sigma_{\varpi,f,i}^2 = \sigma_{\varpi,f,i}^2 + \epsilon_{\varpi}^2$ (per $i = 1, 2$).

Questa scelta è giustificata fisicamente dalla distribuzione delle stelle di campo lungo la linea di vista: si osserva tipicamente un primo picco relativo alle stelle del disco galattico vicine al sole e un secondo picco, a parallassi minori, dominato dalle stelle dell'alone [Griggio e Bedin 2022].

Infine, la distribuzione spaziale per l'ammasso segue un decadimento gaussiano radiale dipendente dalla distanza dal centro $\xi^2 + \eta^2$ (Eq. 3.7), mentre il campo viene assunto spazialmente uniforme (Eq. 3.8) su tutta l'area analizzata (di raggio $R_{\max} = 145 \text{ arcsec} \approx 0^\circ.04$).

$$\Phi_c^r = \frac{1}{2\pi r_c^2} \exp \left\{ -\frac{\xi^2 + \eta^2}{2r_c^2} \right\} \quad (3.7)$$

$$\Phi_f^r = \frac{1}{\pi R_{\max}^2} \quad (3.8)$$

Al termine di ogni ciclo, l'algoritmo aggiorna i parametri n_c e n_f come media aritmetica delle probabilità su tutto il catalogo. Gli altri parametri fisici dell'ammasso (centro, moti propri e parallasse medi) vengono invece ridefiniti considerando esclusivamente un campione "elite" di sorgenti ad altissima probabilità ($P > 0.995$) e limitato all'intervallo fotometrico $13 < G < 19$. Il limite superiore di 19 mag assicura di escludere sorgenti deboli con elevati errori astrometrici (Figura 3.1), mentre il limite inferiore previene l'inclusione di stelle potenzialmente soggette a saturazione. Su questo campione viene applicato inoltre un sigma-clipping a 3σ dalle mediane per scartare eventuali outliers prima di calcolare i nuovi valori come medie.

Questa selezione in magnitudini permette di mantenere un numero sufficiente di sorgenti per il calcolo statistico dei parametri, come mostrato in Figura 3.2.

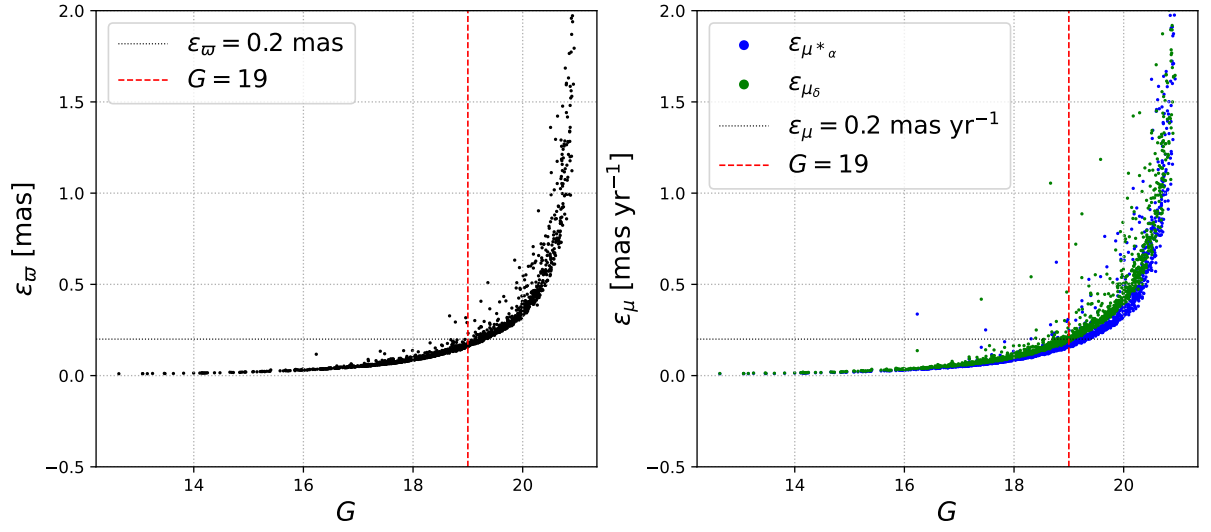


Figura 3.1: Errori sulle misure di parallasse (a sinistra) e dei moti propri (a destra) in funzione della magnitudine G . Il limite è stato posto a $\epsilon_{\varpi} = 0.2$ mas e $\epsilon_{\mu} = 0.2$ mas yr $^{-1}$, che corrispondono a $G \approx 19$.

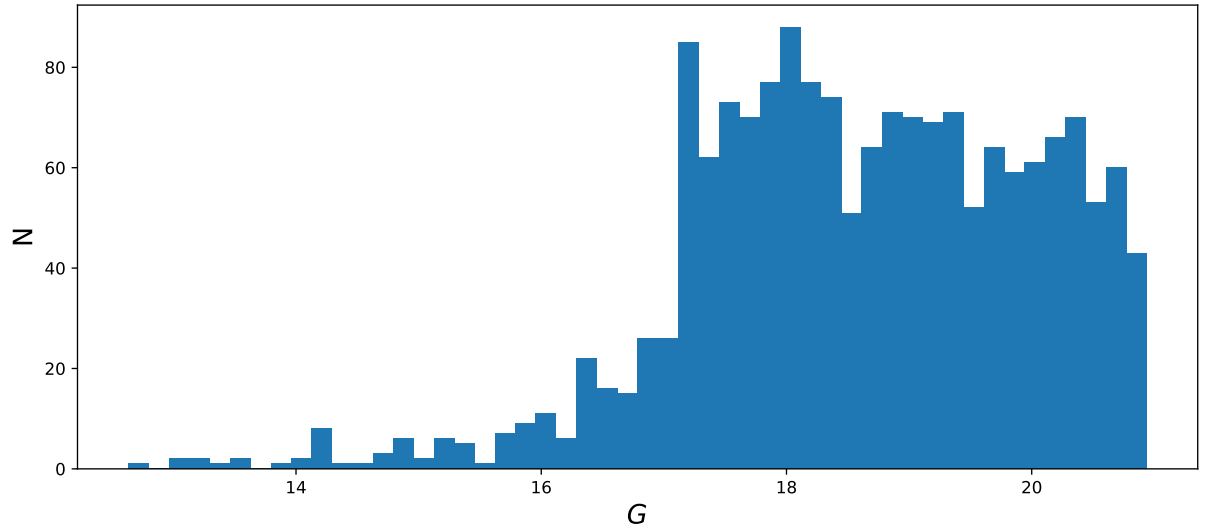


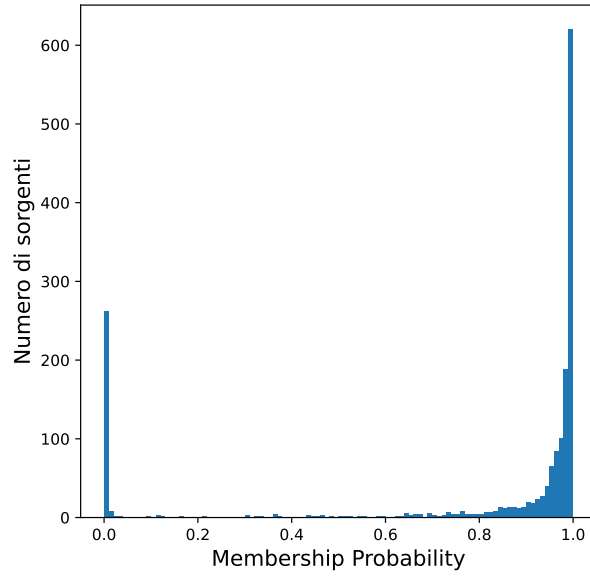
Figura 3.2: Istogramma del numero di stelle nel catalogo *Gaia* per ciascuna magnitudine G . Si osserva che la maggior parte delle sorgenti rientra nell'intervallo $13 < G < 19$.

Il processo è stato iterato 15 volte, mostrando una sufficiente convergenza dei parametri di NGC 6791. In Tabella 3.1 sono mostrati i risultati dell'ultima iterazione con i rispettivi errori.

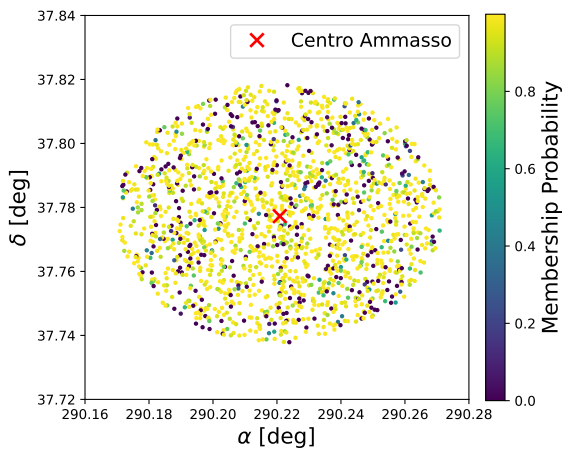
α_c [deg]	δ_c [deg]	$(\mu_{\alpha}^*)_c$ [mas yr $^{-1}$]	$(\mu_{\delta})_c$ [mas yr $^{-1}$]	ϖ_c [mas]	n_c
290.221 ± 0.024	37.777 ± 0.019	-0.420 ± 0.092	-2.274 ± 0.090	0.198 ± 0.060	0.7789

Tabella 3.1: Parametri di NGC 6791 ricavati con il catalogo *Gaia*.

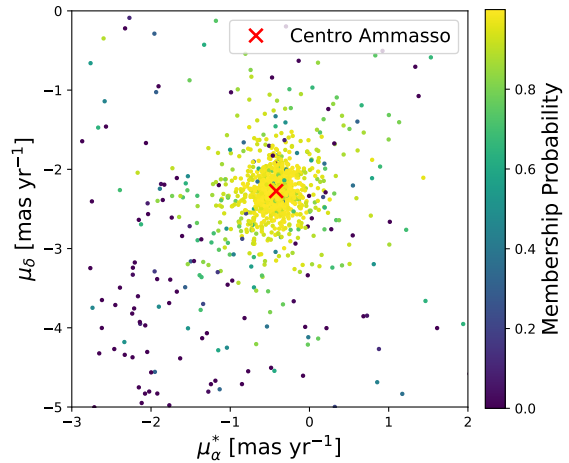
Figura 3.3a mostra un istogramma delle probabilità finali per ogni sorgente del catalogo, mentre gli altri pannelli di Figura 3.3 mostrano la MP finale di ciascuna sorgente in funzione di posizioni e moti propri.



(a) Istogramma che mostra il numero di sorgenti per data probabilità finale.



(b) Membership Probability delle sorgenti sulla porzione di sfera celeste analizzata.



(c) Membership Probability delle sorgenti nello spazio dei moti propri.

Figura 3.3: Membership Probability delle stelle del catalogo *Gaia*.

3.2 Membership Probability delle Sorgenti Deboli con *HST*

Il calcolo delle MP per le sorgenti più deboli è stato effettuato sfruttando i dati del Telescopio Spaziale *Hubble* descritti nel capitolo precedente. Sebbene la teoria alla base dell'algoritmo sia la medesima applicata per il catalogo *Gaia* (Sezione 3.1), l'analisi dei dati *HST* ha richiesto alcuni passaggi preliminari e adattamenti specifici, dovuti principalmente alla natura delle osservazioni e all'assenza di misure di parallasse.

Prima di procedere al calcolo delle probabilità, è stato necessario ricavare i moti propri delle stelle combinando i cataloghi delle due epoche osservative (2003 e 2022) descritti nel Capitolo 2. A tale scopo, è stato utilizzato il codice `xym1mat.F` (messo a disposizione da dr. Bedin e dr. Libralato), che identifica le sorgenti in comune tra due cataloghi indipendenti. Una volta eseguito l'accoppiamento delle medesime stelle nelle due liste, il programma determina i coefficienti di una trasformazione lineare a 6 parametri, necessari per ricondurre le posizioni misurate in un catalogo nel sistema di riferimento dell'altro.

Come illustrato nel capitolo precedente, i cataloghi *HST* sono stati originariamente ancorati al catalogo *Gaia* DR3 al fine di definire un sistema di riferimento condiviso per il confronto delle immagini, le coordinate del catalogo *Gaia* essendo state propagate all'epoca di riferimento dei dati *HST*. Di conseguenza, il sistema di riferimento comune coincide con l'ICRS, sebbene riferito a epoche distinte (2003 e 2022) a seconda del data set considerato. Questa calibrazione preliminare permette di assumere che, nell'analisi dei dati *HST*, i coefficienti della trasformazione lineare a 6 parametri per il passaggio tra i due cataloghi si riducano alla matrice identità. Tale condizione consente di valutare direttamente i residui di posizione tra le due epoche e di ricavare i moti propri assoluti, formalmente analoghi a quelli forniti dal catalogo *Gaia*.

L'output di questa procedura fornisce, tra i vari parametri, anche i residui tra le coordinate delle stelle all'epoca 1 e le corrispondenti all'epoca 2, proiettate nel sistema di riferimento dell'epoca 1, e viceversa. Questi residui rappresentano lo spostamento geometrico della stella espresso in pixel; perciò, per convertire tali quantità in moti propri fisici espressi in mas yr^{-1} , gli spostamenti sono stati moltiplicati per la pixel scale di 50 mas pix^{-1} arbitrariamente definita durante il processo di riduzione (Sezione 2.4), e successivamente divisi per l'intervallo temporale che separa le due epoche osservative ($\Delta t = 19.25$ anni).

È importante notare che, sebbene le direzioni degli assi sul piano focale coincidano con quelle delle coordinate equatoriali, l'asse delle ascisse è orientato nel verso opposto. Pertanto, il moto proprio in ascensione retta è stato invertito di segno:

$$\mu_{\alpha}^* = - \frac{\Delta X \cdot \text{pixel scale}}{\Delta t} \quad (3.9)$$

Il verso delle ordinate in pixel coincide invece con la declinazione, perciò per il moto proprio in declinazione si è usata:

$$\mu_\delta = \frac{\Delta Y \cdot \text{pixel scale}}{\Delta t} \quad (3.10)$$

Il software ha prodotto un catalogo finale di 4011 stelle comuni a entrambe le epoche. A differenza del catalogo *Gaia*, non è stata necessaria alcuna pulizia aggiuntiva, poiché nessuna di queste sorgenti presentava valori mancanti (NaN) nei parametri richiesti dall'algoritmo per il calcolo della MP.

Dal punto di vista spaziale, i dati *HST* forniti dal dr. Libralato a seguito del processo di riduzione (descritto in Sezione 2.4) giacciono già sul piano focale del CCD, che è tangente alla sfera celeste nel punto corrispondente al centro dell'ammasso. A tale centro è stata arbitrariamente assegnata la posizione in pixel (5000, 5000). Di conseguenza, le coordinate standard (ξ, η) in gradi sono state ricavate direttamente mediante una semplice conversione (tenendo conto dell'inversione dell'asse X):

$$\xi = \frac{(5000 - X) \cdot 50}{1000 \cdot 3600} \quad (3.11)$$

$$\eta = \frac{(Y - 5000) \cdot 50}{1000 \cdot 3600} \quad (3.12)$$

Tuttavia, per monitorare l'evoluzione del centro dell'ammasso durante le iterazioni in termini di coordinate celesti, è stato implementato un processo di de-proiezione gnomonica per convertire le coordinate (ξ, η) in ascensione retta e declinazione:

$$\delta = \arcsin \left(\frac{\sin \delta_c + \eta \cos \delta_c}{\sqrt{1 + \xi^2 + \eta^2}} \right) \quad (3.13)$$

$$\alpha = \alpha_c + \arctan \left(\frac{\xi}{\cos \delta_c - \eta \sin \delta_c} \right) \quad (3.14)$$

dove (α_c, δ_c) rappresentano le coordinate equatoriali del centro di NGC 6791 secondo il database SIMBAD.

Per quanto riguarda il modello statistico per il calcolo della MP, l'assenza di misure di parallasse nei dati *HST* ha comportato la rimozione del termine $\Phi_{c/f}^\varpi$ dalle equazioni di verosimiglianza (Eq. 3.2). La probabilità per la componente di ammasso e di campo è stata quindi calcolata basandosi unicamente sulla cinematica e sulla distribuzione spaziale sul cielo:

$$\Phi_{c/f} = n_{c/f} \cdot \Phi_{c/f}^v \cdot \Phi_{c/f}^r \quad (3.15)$$

Un'altra differenza sostanziale riguarda la gestione degli errori astrometrici ($\epsilon_{\mu^*_\alpha}$ e ϵ_{μ_δ}). Mentre *Gaia* fornisce un errore di misura per ciascuna stella, nel catalogo *HST* tali incertezze non sono un output diretto del software KS2. Per mantenere la coerenza con l'algoritmo precedente, sono stati utilizzati gli errori teorici sulle posizioni forniti dal Dr. Libralato e descritti in Bellini et al. (2014). L'errore sul moto proprio di ciascuna stella è stato quindi ricavato propagando gli errori di posizione in pixel nelle due epoche osservative:

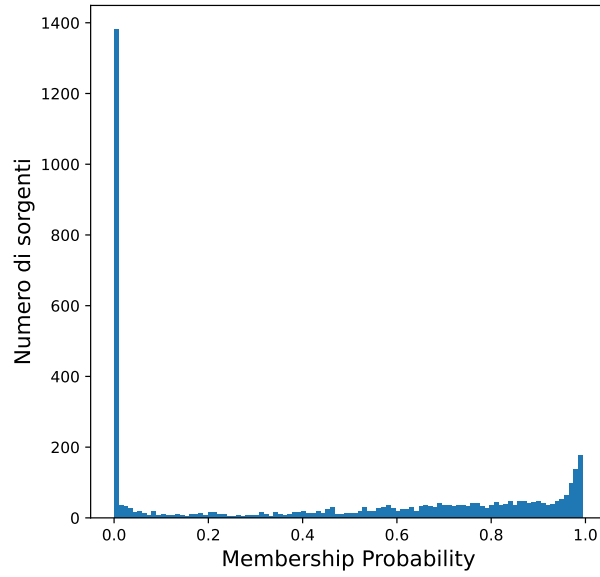
$$\epsilon_{\mu^*_\alpha} = \frac{\sqrt{\epsilon_{X,2003}^2 + \epsilon_{X,2022}^2} \cdot \text{pixel scale}}{\Delta t} \quad (3.16)$$

Tale formulazione è stata applicata in modo analogo per la componente in declinazione. Il calcolo della MP ha seguito la logica iterativa e l'approccio locale (per “sliding window”) già descritti nella Sezione 3.1, applicati in questo caso alla magnitudine in banda F606W. Per ridefinire i parametri medi di ammasso al termine di ogni iterazione, le condizioni di selezione per il campione di stelle “elite” sono state adattate al nuovo dataset. Essendo il numero di sorgenti ad altissima probabilità inferiore rispetto al catalogo *Gaia*, la soglia di accettazione è stata abbassata a $P \geq 0.98$. Il campione è stato inoltre confinato nell'intervallo di magnitudini $20 < m_{F606W} < 30$; il limite inferiore ($m_{F606W} > 20$) è stato introdotto per scartare le stelle brillanti sature, la cui astrometria risulta degradata, mentre il limite superiore ($m_{F606W} < 30$) funge da precauzione contro le incertezze elevate tipiche delle sorgenti al limite della rilevabilità. Analogamente a quanto detto nella sezione precedente, questa selezione in magnitudini non implica l'esclusione di un numero eccessivo di stelle. L'algoritmo è stato anche questa volta iterato 15 volte, con applicazione del “sigma-clipping” a 3σ sulle stelle del campione élite ad ogni passaggio. In Tabella 3.2 sono mostrati i risultati dell'ultima iterazione con i rispettivi errori.

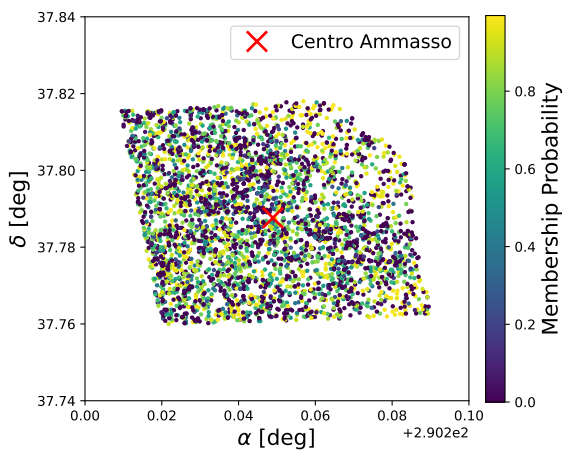
α_c [deg]	δ_c [deg]	$(\mu^*_\alpha)_c$ [mas yr ⁻¹]	$(\mu_\delta)_c$ [mas yr ⁻¹]	n_c
290.249 ± 0.021	37.788 ± 0.017	-0.480 ± 0.086	-2.362 ± 0.093	0.4435

Tabella 3.2: Parametri di NGC 6791 ricavati con il catalogo *HST*.

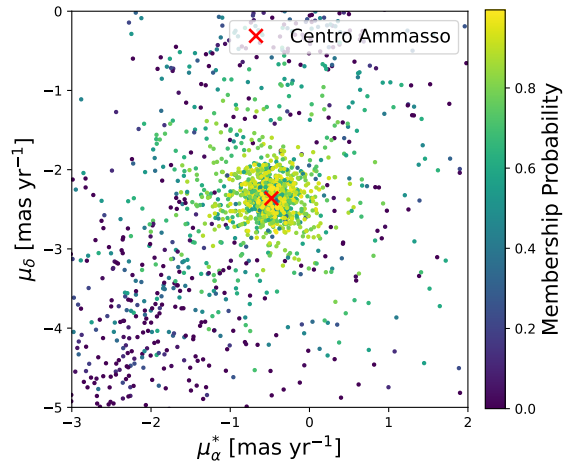
Figura 3.4a mostra un istogramma delle probabilità finali per ogni sorgente del catalogo, mentre gli altri pannelli di Figura 3.4 mostrano la MP finale di ciascuna sorgente in funzione di posizioni e moti propri.



(a) Istogramma che mostra il numero di sorgenti per data probabilità finale.



(b) Membership Probability delle sorgenti sulla porzione di sfera celeste analizzata.



(c) Membership Probability delle sorgenti nello spazio dei moti propri.

Figura 3.4: Membership Probability delle stelle del catalogo *HST*.

Un confronto tra i parametri finali ricavati tramite il catalogo *Gaia* (Tabella 3.1) e il dataset *HST* (Tabella 3.2) mostra che tutti i valori determinati per NGC 6791 sono statisticamente compatibili entro un intervallo di 1σ . Tuttavia, confrontando questi risultati con i parametri iniziali estratti dal database SIMBAD ($\alpha_c = 290^\circ.22$, $\delta_c = 37^\circ.78$, $(\mu_\alpha \cos \delta)_c = -0.421 \text{ mas yr}^{-1}$, $(\mu_\delta)_c = -2.269 \text{ mas yr}^{-1}$), emerge una differenza interessante tra i due cataloghi: i valori ottenuti con *Hubble* presentano una deviazione maggiore da quelli di letteratura.

Seppur tale deviazione non sia statisticamente significativa (i valori dei parametri sono infatti tutti compatibili entro il proprio margine di errore), questo andamento mette in evidenza un bias di selezione geometrica intrinseco al dataset *HST*, legato alla configurazione delle osservazioni delle due epoche. Il campione finale è infatti strettamente vincolato dall'area di sovrapposizione con il programma GO-9815 della prima epoca, come evidenziato in Figura 2.4. Sebbene le immagini più recenti del programma GO-17077 siano state propriamente centrate sul nucleo di NGC 6791, il campo di vista di ACS/WFC nella prima epoca risultava significativamente traslato, posizionando il centro reale dell'ammasso in prossimità dei bordi del rilevatore.

Tale asimmetria spaziale influenza direttamente il processo di convergenza dell'algoritmo: poiché la posizione del centro viene aggiornata iterativamente tramite medie e mediane calcolate sul dataset disponibile, la distribuzione geometricamente asimmetrica delle stelle indotta dal puntamento decentrato genera una traslazione fittizia del centro calcolato verso la regione a maggiore densità di campionamento. Come mostrato in Figura 3.4b, il centro ricavato si adegua inevitabilmente alla distribuzione spaziale del dataset considerato piuttosto che coincidere con la reale posizione geometrica dell'ammasso.

Questo bias si riflette anche sul maggior discostamento dei moti propri medi: un campo asimmetrico comporta che la contaminazione da parte delle stelle di campo non sia spazialmente uniforme rispetto alla densità dei membri dell'ammasso, alterando il centro della distribuzione dei moti propri rispetto ai valori di letteratura.

Infine, la minore frazione complessiva di sorgenti di ammasso ricavata con *HST* ($n_c \approx 0.44$) rispetto al valore ottenuto tramite il catalogo *Gaia* ($n_c \approx 0.78$) è legata anch'essa all'effetto geometrico precedentemente descritto, che esclude una porzione significativa del nucleo ad alta densità dell'ammasso dal campo di vista di *HST*. A questo fattore si aggiunge la differenza nella profondità in magnitudine dei due strumenti: mentre il catalogo *Gaia* seleziona prevalentemente le stelle più brillanti, il dataset *HST* estende l'analisi a magnitudini significativamente più deboli. A tali intervalli di magnitudine, la densità numerica delle stelle di campo poste lungo la linea di vista dietro l'ammasso aumenta in modo considerevole, incrementando la frazione di contaminanti registrati da *HST* e riducendo di conseguenza la frazione relativa di membri reali dell'ammasso.

Capitolo 4

Analisi del CMD e ricerca del “M-Dwarf Gap”

Il presente capitolo è dedicato alla caratterizzazione fotometrica della Sequenza Principale inferiore dell’ammasso aperto NGC 6791 per la ricerca del “M-Dwarf Gap”, una discontinuità nei conteggi stellari associata alla transizione delle stelle di piccola massa verso il regime di completa convezione. L’obiettivo del presente capitolo è quello di osservare tale discontinuità nella funzione di luminosità relativa ai dati raccolti durante il programma GO-17077 descritto in Sezione 2.3.1.

Viene quindi effettuata la selezione di un campione di stelle membre dell’ammasso, applicando soglie critiche di probabilità di appartenenza al catalogo *HST*. Su tale campione è eseguito il fit di modelli evolutivi PARSEC [Marigo et al. 2017], al fine di mappare la distribuzione delle masse lungo la Sequenza Principale e localizzare la regione corrispondente alla massa critica di $0.35 M_{\odot}$ associata al gap. Infine, viene condotta un’indagine statistica sui conteggi stellari all’interno dell’intero dataset del programma GO-17077 per verificare l’eventuale presenza del gap.

4.1 Il “M-Dwarf Gap” nella Letteratura Astrofisica

Come dimostrato da recenti studi, le funzioni di luminosità delle popolazioni stellari possono rivelare, in uno specifico range di colore e magnitudine occupato da stelle di piccola massa, un minimo locale noto come “M-Dwarf Gap”. Si tratta di una fascia a densità numerica ridotta osservata a una magnitudine assoluta prossima a $M_V \approx 10.5\text{--}11.5$, che coincide approssimativamente con il tipo spettrale M3.0V e con una massa stellare di circa $0.35 M_\odot$ [Jao et al. 2018]. Dal punto di vista fotometrico, Jao et al. (2018) hanno misurato l’estensione di questa lacuna come circa 0.05 magnitudini, e il suo andamento come diagonale, inclinandosi verso luminosità inferiori man mano che i colori diventano più rossi [Jao et al. 2018].

La spiegazione fisica comunemente accettata per questa evidenza osservativa risiede nei cambiamenti strutturali che interessano l’interno delle nane rosse durante la loro transizione dal regime parzialmente convettivo a quello completamente convettivo [Jao et al. 2018]. I modelli stellari indicano che tale passaggio è accompagnato da una temporanea instabilità legata alla produzione e al rimescolamento dell’elio-3 (^3He) all’interno del nucleo [Griggio et al. 2026]. Tale transizione strutturale induce una sottile contrazione del raggio della stella, che si manifesta come una discontinuità nella relazione massa-luminosità. Di conseguenza, l’elevata rapidità con cui la luminosità cambia in funzione della massa in questo intervallo riduce la densità dei conteggi, producendo il deficit osservato sul piano fotometrico [Jao et al. 2018].

La scoperta iniziale di questa lacuna all’interno della popolazione di stelle di campo della nostra Galassia è documentata nel lavoro di Jao et al. (2018). Sfruttando i dati astrometrici e fotometrici della seconda Data Release della missione spaziale *Gaia* [Gaia Collaboration et al. 2018], gli autori hanno isolato un campione di circa 242.000 stelle distribuite entro 100 pc dal Sole, costruendo un particolare diagramma colore-magnitudine basato sulla magnitudine assoluta M_G e sul colore osservato $G_{BP} - G_{RP}$. Per escludere l’eventualità che il gap potesse derivare da sistematiche strumentali o da difetti di calibrazione dei filtri di *Gaia*, la sua presenza è stata verificata e confermata anche attraverso la fotometria nel vicino infrarosso del catalogo 2MASS, analizzando la magnitudine M_{K_s} in funzione del colore $J - K_s$. L’analisi statistica, condotta suddividendo la Sequenza Principale in bin di colore e modellando gli istogrammi dei conteggi stellari con delle Gaussiane, ha permesso di quantificare la pendenza e la larghezza della struttura, mentre il successivo confronto con i modelli evolutivi teorici (nello specifico i modelli PARSEC e YAPSI) ha supportato l’ipotesi della variazione del raggio stellare correlata alla transizione verso la convezione completa.

Nonostante lo studio nelle stelle di campo abbia potuto beneficiare di un’ampia statistica, l’eterogeneità in età e metallicità delle sorgenti in queste popolazioni rende difficile il confronto con modelli teorici. Perciò è fondamentale l’identificazione del medesimo fenomeno all’interno di popolazioni coeve e chimicamente omogenee, come gli ammassi stellari, nonostante abbia

incontrato a lungo forti limitazioni dovute alla distanza e all'affollamento.

Una prima rilevazione in un ammasso globulare è stata recentemente effettuata da Griggio et al. (2026) per l'oggetto NGC 6397 (il secondo ammasso globulare più vicino al Sole), utilizzando le Early Release Observations (ERO) del telescopio spaziale *Euclid*. Per gestire l'elevata densità stellare nel nucleo dell'ammasso, i ricercatori hanno impiegato il software KS2, che ha permesso di integrare i dati provenienti dai diversi canali di *Euclid*. In particolare, la risoluzione superiore delle immagini nel visibile (I_E) ha fornito le coordinate fisse necessarie per estrarre con precisione i flussi luminosi nell'infrarosso. Il gap è stato poi studiato tramite una modellizzazione empirica a 13 parametri, che ne ha confermato la presenza a una magnitudine $I_E \approx 21.06$. Il risultato, statisticamente significativo oltre i 5σ , evidenzia una discontinuità marcata nella distribuzione stellare. L'analisi teorica condotta in parallelo con il codice di evoluzione stellare MESA ha confermato il ruolo delle instabilità del ^3He , evidenziando inoltre come la magnitudine del gap possa essere potenzialmente impiegata come un accurato indicatore di distanza geometrica e come la sua morfologia consenta di porre vincoli sulla dispersione intrinseca di metallicità tra i membri dell'ammasso.

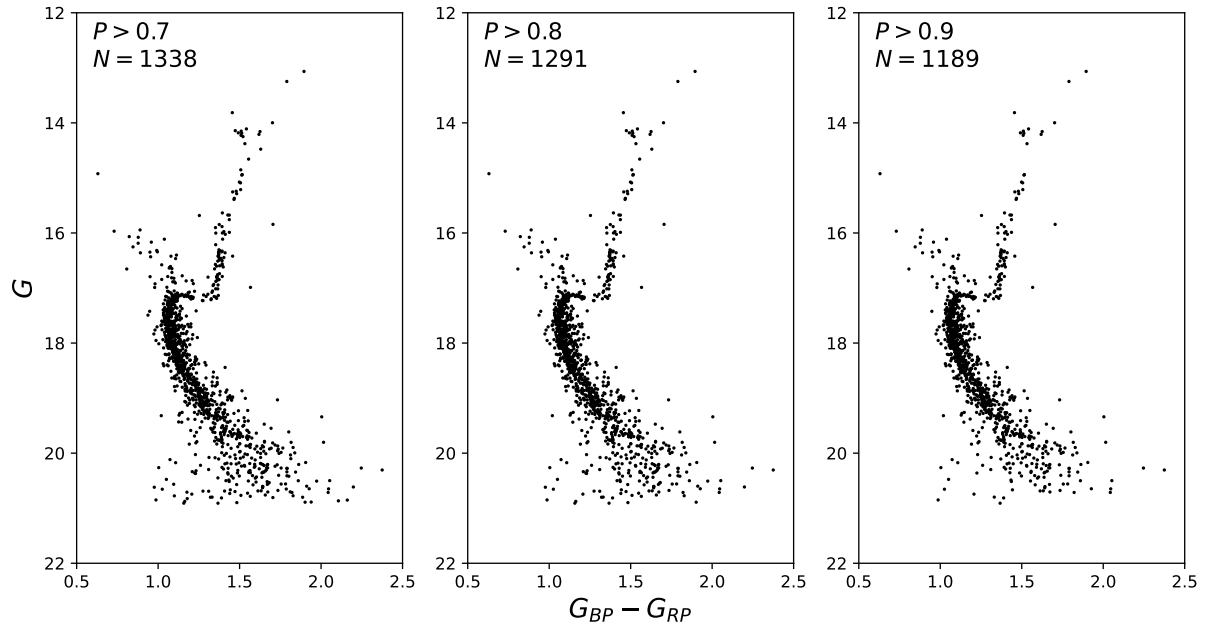
In questo contesto, la ricerca del gap all'interno di NGC 6791 rappresenta un importante obiettivo scientifico. In generale, il gap offre una finestra osservativa unica sui processi fisici che governano gli interni delle stelle di bassa massa (attorno a $0.35 M_\odot$). La struttura interna stellare, infatti, è tipicamente oggetto di studio dell'asterosismologia, che risulta tuttavia inefficace per masse così ridotte, limitandosi all'analisi delle stelle più massicce. In questo contesto, l'indagine condotta all'interno di un ammasso stellare risulta molto più vantaggiosa rispetto all'analisi delle stelle di campo. L'omogeneità della composizione chimica dei membri dell'ammasso permette infatti di vincolare i modelli teorici, affinando la comprensione delle dinamiche legate alla transizione convettiva. Nello specifico, l'osservazione del gap in NGC 6791 si profila come un banco di prova inedito: finora, questa discontinuità è stata confermata solamente all'interno di due ammassi globulari caratterizzati da metallicità subsolari, con $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -1.9$ per NGC 6397 [Griggio et al. 2026] e -0.75 per 47 Tuc [Libralato et al. 2026]. NGC 6791, d'altra parte, possedendo una metallicità supersolare ($[\text{Fe}/\text{H}] = +0.3$) e presentando proprietà chimico-fisiche intermedie tra i classici ammassi aperti e quelli globulari, offre l'opportunità di esplorare il fenomeno in un regime finora inesplorato. La sua indagine fornisce dunque un punto di ancoraggio fondamentale per espandere e calibrare i modelli evolutivi di piccola massa in ambienti a diverse metallicità.

4.2 Identificazione della Regione Corrispondente a 0.35 Masse Solari

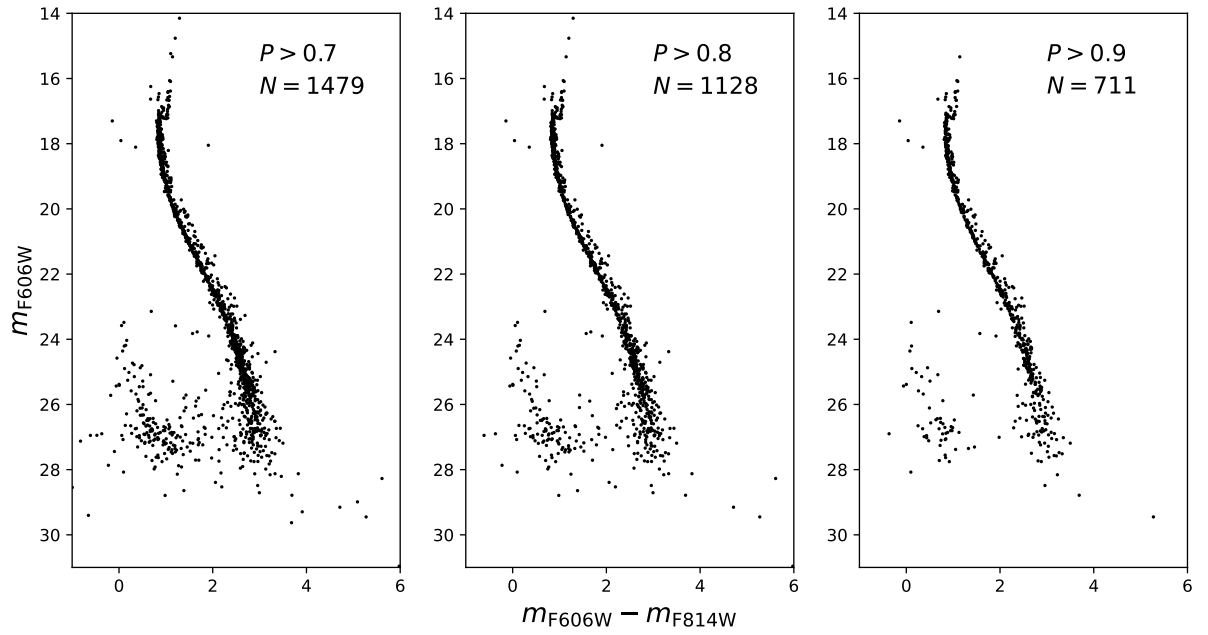
Prima di procedere con il fit delle isocrone, è necessario definire un criterio per separare i membri reali di ammasso dalle sorgenti di campo posizionate lungo la linea di vista. Come ampiamente discusso nel capitolo precedente, questa distinzione viene effettuata sfruttando la Membership Probability calcolata per ogni singola stella. La determinazione della soglia di probabilità non rappresenta una scelta arbitraria, ma deve tener conto di due esigenze contrapposte. Da un lato, impostare un limite molto restrittivo garantisce l'ottenimento di un diagramma colore-magnitudine estremamente pulito e privo di contaminazioni esterne; dall'altro, una soglia troppo severa comporta il rischio di escludere anche membri reali dell'ammasso, riducendo significativamente la statistica a disposizione e rendendo più complessa l'analisi scientifica.

Figura 4.1 mostra i CMD ottenuti applicando diverse soglie di probabilità ai due cataloghi a nostra disposizione. Osservando il pannello 4.1a, relativo ai dati estratti dal catalogo *Gaia*, si evince chiaramente come una variazione della soglia tra $P > 0.7$, $P > 0.8$ e $P > 0.9$ incida in maniera piuttosto marginale sia sul numero totale di sorgenti trattenute, sia sulla forma generale del CMD. Di conseguenza, per questo catalogo si è optato per la scelta più conservativa, decidendo di condurre l'analisi unicamente sulle stelle con $P > 0.9$.

Al contrario, il pannello 4.1b evidenzia una situazione ben diversa per le osservazioni del catalogo *HST*. In questo caso, imporre una soglia stringente di $P > 0.9$ ridurrebbe il campione a sole 711 stelle; un numero che impoverirebbe eccessivamente la statistica a nostra disposizione, compromettendo la solidità dell'analisi. Allo stesso tempo, il limite di $P > 0.7$ lascerebbe il CMD ancora visibilmente inquinato da sorgenti di campo. Pertanto, per questi dati si è scelto il compromesso $P > 0.8$, bilanciando tra la necessaria pulizia del diagramma e l'ampiezza statistica del campione.



(a) Catalogo *Gaia*.



(b) Catalogo *HST*.

Figura 4.1: CMD dell'ammasso NGC 6791 ottenuti considerando solo le sorgenti sopra una determinata soglia P di Membership Probability. N indica il numero di sorgenti che soddisfano tale condizione.

Una volta definiti i due set di stelle membre altamente probabili, si è proceduto all’analisi fotometrica tramite il fit di modelli teorici di isocrone. Tale procedura non è finalizzata alla stima dei parametri fondamentali dell’ammasso, bensì all’identificazione di un’isocrona di riferimento affidabile che funga da tracciante teorico per mappare la distribuzione delle masse stellari lungo la Sequenza Principale e, nello specifico, per isolare la regione del CMD popolata da stelle con massa prossima a $0.35 M_{\odot}$. Per lo studio sono stati inizialmente presi in considerazione i modelli MIST¹ (“MESA Isochrones and Stellar Tracks”) e i modelli PARSEC² (“Padova and Trieste Stellar Evolution Code”). Per ciascun set di modelli sono state scaricate tre isocrone corrispondenti a età di 8.0, 8.5 e 9.0 Gyr. Per entrambi i modelli, la composizione chimica è stata impostata adottando una metallicità pari a $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.3$. Questi valori di età e metallicità sono in accordo con la letteratura, come descritto nel Capitolo 1.

I modelli MIST v2.5 sono stati inizialmente considerati in quanto capaci di riprodurre con accuratezza le proprietà chimiche dell’ammasso, grazie alla possibilità di integrare un arricchimento di elementi α supersolare (pari a $[\alpha/\text{Fe}] = +0.2$, in accordo con la letteratura) a questi alti regimi di metallicità. Tuttavia, questi modelli si sono rivelati inadeguati per l’obiettivo primario di questa analisi: la griglia di calcolo MIST v2.5 per la composizione chimica selezionata presenta infatti un limite inferiore di massa pari a $0.56 M_{\odot}$. Poiché questo range troncato non consente di raggiungere il regime di bassa massa necessario per mappare la Sequenza Principale fino a $0.35 M_{\odot}$, i modelli MIST sono stati scartati per il seguito del lavoro, focalizzando l’intera procedura di fit sul database PARSEC.

Le isocrone sono state generate nei sistemi fotometrici di interesse (*Gaia* DR3 e *HST* WFC3/UVIS) inserendo i parametri di metallicità ed estinzione in banda V desiderati, da cui il software PARSEC produce le isocrone convertendo l’estinzione nelle bande fotometriche di *Gaia* DR3 e WFC3/UVIS. Successivamente, le magnitudini assolute sono state convertite in magnitudini apparenti tramite l’applicazione del modulo di distanza assoluto e, infine, confrontati con i dati empirici operando delle lievi traslazioni addizionali in colore e magnitudine per ottimizzare l’adattamento ai dati empirici. La necessità di applicare queste ulteriori traslazioni fotometriche deriva da una combinazione di fattori metodologici e strumentali. In primo luogo, l’articolo preso come riferimento per la scelta dei parametri di partenza dell’estinzione, pari a $A_V = 0.302$ mag, e del modulo di distanza, pari a $(m - M)_0 = 13.085$ mag [Jadhav et al. 2023] utilizzava valori di metallicità differenti rispetto alla scelta di $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.3$ qui implementata. Questa discrepanza chimica influisce direttamente sulle opacità calcolate dai modelli, rendendo indispensabile un successivo aggiustamento per ricalibrare arrossamento e modulo di distanza sui nostri specifici dataset. In secondo luogo, Jadhav et al. (2023) hanno impiegato una versione differente del codice evolutivo (nello specifico PARSEC v3.7), la quale differisce dalla

¹https://mist.science/interp_isos.html

²<https://stev.oapd.inaf.it/cgi-bin/cmd>

release qui utilizzata per via dei continui aggiornamenti nei modelli fisici sottostanti. Infine, influiscono anche le peculiarità intrinseche dei dataset utilizzati, che campionano regioni spaziali differenti dell'ammasso e risentono di specifici effetti di selezione, motivo per cui è stato necessario adottare traslazioni distinte tra i due cataloghi per il medesimo modello teorico. Per esempio, la presenza di arrossamento differenziale proposta da Brogaard et al. (2012) produrrebbe un modulo di distanza osservato differente per il dataset *Gaia* rispetto a quello *HST*, in quanto quest'ultimo campiona regioni più decentrate dell'ammasso.

Il fit del modello sul dataset *Gaia* mostra una buona riproduzione del turn-off, dell'alta Sequenza Principale e del Ramo delle Giganti, sebbene la pendenza nella bassa MS appaia leggermente meno precisa (Figura 4.2a).

Per il dataset *HST*, dall'altra parte, il risultato si rivela complessivamente buono, ma mostra una maggiore discrepanza nella bassa Sequenza Principale, dove l'isocrona PARSEC devia verso il blu rispetto alla distribuzione reale delle stelle (Figura 4.2b).

Nonostante questo offset sistematico, i modelli PARSEC v1.2S sono stati selezionati come riferimento per l'analisi, adottando l'isocrona a 8.5 Gyr per l'isolamento del campione nella Sezione successiva. Questa scelta è giustificata dal fatto che l'obiettivo del fit non risiede nella determinazione dei parametri fisici con altissima precisione, bensì nell'individuazione indicativa della regione del CMD corrispondente alla massa critica di $0.35 M_{\odot}$. Inoltre, è noto in letteratura che i modelli evolutivi incontrino delle limitazioni quando applicati a masse inferiori a $\sim 0.5 M_{\odot}$. In questo regime di bassa massa, infatti, le atmosfere stellari diventano estremamente complesse da modellare a causa dell'insorgere di importanti opacità molecolari e di fenomeni convettivi; a questo si aggiunge l'incertezza legata ad altre componenti dei codici, quali le correzioni bolometriche per la conversione delle grandezze teoriche in magnitudini osservate. L'isocrona PARSEC v1.2S fornisce quindi un punto di riferimento sufficientemente solido e coerente per completare la mappatura delle masse e consentire la successiva ricerca del "M-Dwarf Gap".

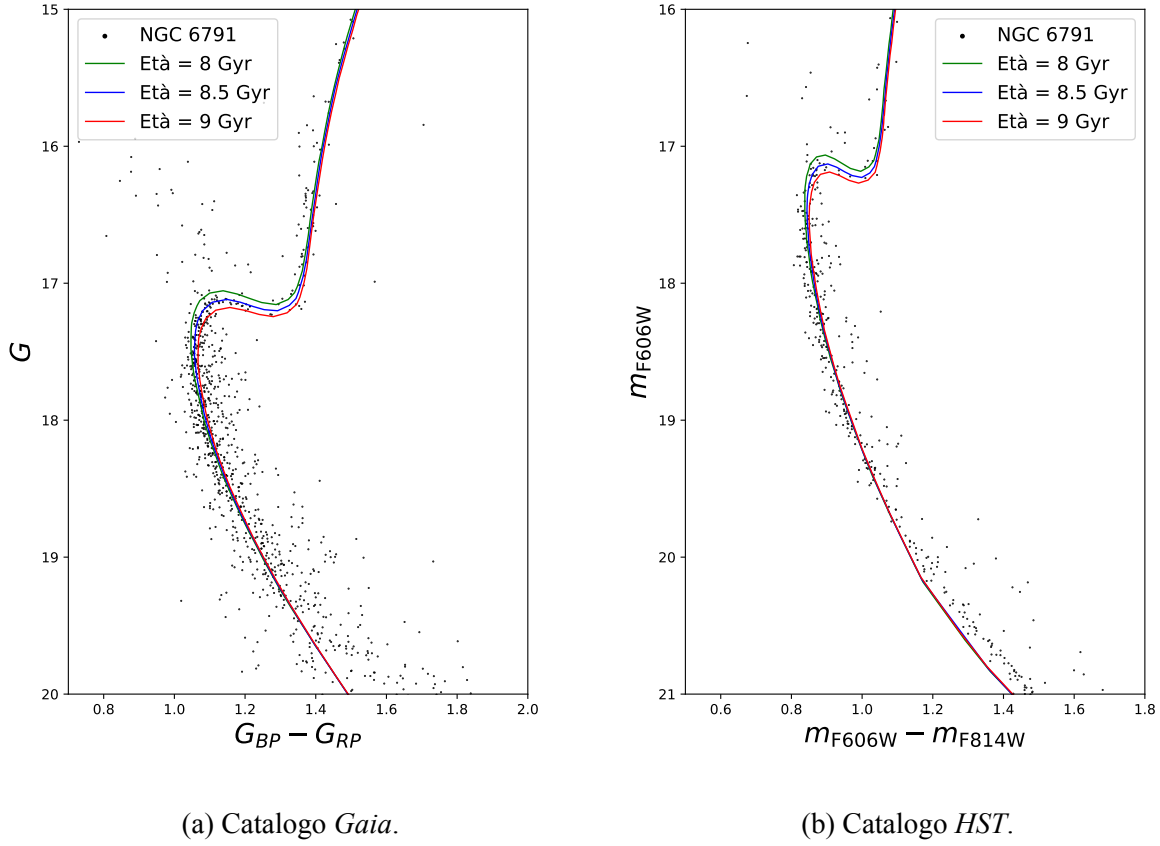


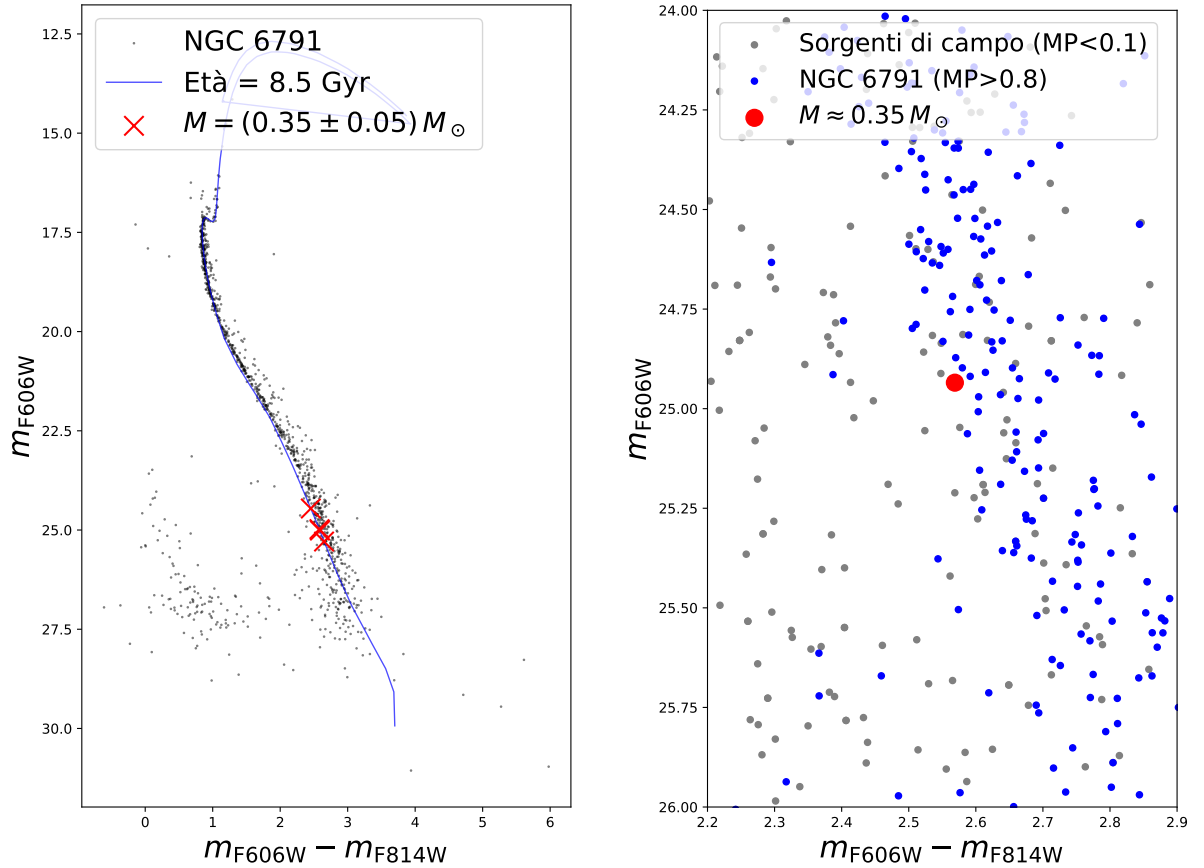
Figura 4.2: Fit delle isocrone PARSEC sui due dataset.

4.3 Analisi dei Conteggi Stellari

Come illustrato in Sezione 4.2, l'impiego dei modelli teorici del database PARSEC ha permesso di individuare sul CMD l'intervallo in colore e magnitudine corrispondente a una massa stellare critica di circa $0.35 M_{\odot}$ (Figura 4.3a). Le X rosse in Figura 4.3a rappresentano i punti dell'isocrona PARSEC aventi una massa appartenente all'intervallo $0.30 \leq M/M_{\odot} \leq 0.40$.

Al fine di massimizzare l'ampiezza del campione e favorire l'osservabilità del gap, che necessita di un'elevata statistica per essere rilevato, si è in questa fase estesa l'indagine all'intero dataset fornito dal programma GO-17077 del 2022. Contrariamente a quanto effettuato in Sezione 4.1, l'analisi non è stata limitata alle sole sorgenti identificate come membri dell'ammasso tramite il calcolo della membership probability, né si è ristretto il campione alle sole stelle isolate in comune con la prima epoca del 2003, come nel Capitolo 3. Questa strategia ha consentito di strutturare un catalogo fotometrico di partenza più ampio, comprensivo di circa 27.000 sorgenti totali.

L'inclusione delle stelle di campo all'interno del campione trova giustificazione in Griggio et al. (2026). Questa scelta potrebbe infatti sollevare il dubbio di includere sorgenti caratterizzate da masse sensibilmente distanti dal valore critico di $\sim 0.35 M_{\odot}$ (responsabile dell'instabilità strutturale alla base del gap), che occuperebbero quella specifica posizione del CMD a causa di distanze diverse o differenti composizioni chimiche. Tuttavia, l'inclusione di questa componente non costituisce un limite per l'indagine, a patto di operare su ampie basi statistiche. Gli autori evidenziano infatti come la popolazione stellare contaminante tenda a distribuirsi sulla funzione di luminosità in modo continuo, costituendo un fondo omogeneo. Figura 4.3b mostra come le stelle di campo (in grigio) si distribuiscono omogeneamente intorno alle stelle di ammasso (in blu), non introducendo errori sistematici nella ricerca del gap. Il gap, configurandosi viceversa come un decremento brusco e strettamente localizzato della densità stellare, rimarrebbe identificabile sopra questa distribuzione continua.



(a) Identificazione della zona corrispondente a $M \approx 0.35 M_{\odot}$ sull'isocrona PARSEC. (b) Plot delle stelle di campo intorno alla MS di NGC 6791.

Figura 4.3: CMD di NGC 6791.

Al contempo, la scelta di non restringere il campione per membership probability offre il vantaggio di incrementare in modo significativo anche il numero di sorgenti che possiedono effettivamente una massa di $0.35 M_{\odot}$, massimizzando i conteggi totali in quella specifica zona del CMD e riducendo l'errore poissoniano relativo sui conteggi. Figura 4.4 mostra il CMD delle stelle utilizzate, in un intorno della zona corrispondente a $0.35 M_{\odot}$.

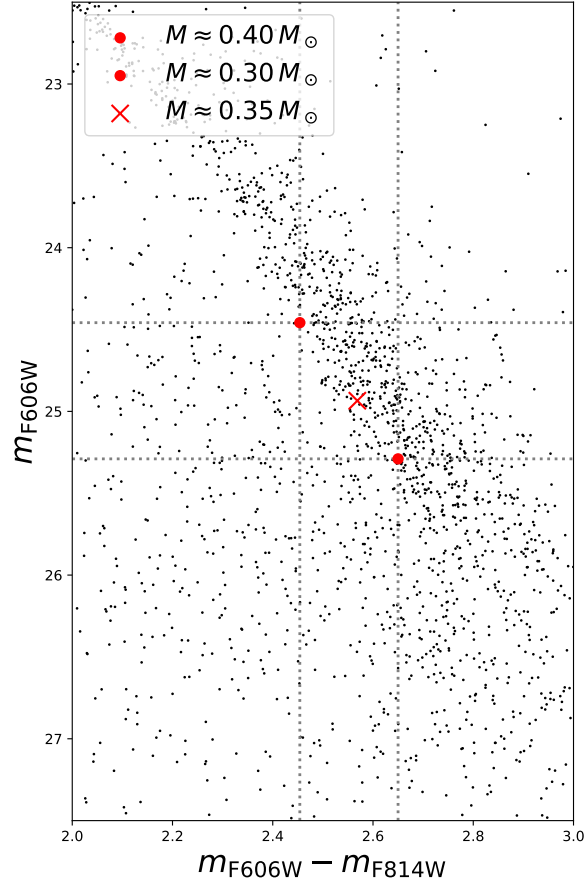


Figura 4.4: CMD dei dati di WFC3/UVIS utilizzati per la ricerca del gap, ingrandita intorno alla zona corrispondente a $(0.35 \pm 0.05) M_{\odot}$.

Per garantire l'affidabilità delle misure fotometriche ed eliminare artefatti o sorgenti affette da severe incertezze, sul dataset complessivo è stato applicato un processo di selezione basato sui parametri di qualità forniti dal software di riduzione. I criteri diagnostici adottati sono i seguenti:

- Saturazione:
Sono state rimosse tutte le sorgenti che presentavano pixel saturi all'interno del nucleo di fit della PSF;
- Errore quadratico medio in magnitudine (rms):
L'andamento del parametro in funzione della magnitudine presenta un andamento crescente e privo di distribuzioni spurie. Di conseguenza, si è scelto di non applicare alcun taglio restrittivo su questa grandezza;
- Qualità del fit (QFIT):
È stata operata una selezione in funzione della magnitudine apparente in entrambe le bande F606W ed F814W (Figura 4.5);
- Frazione di flusso contaminante:
Per limitare gli effetti dovuti all'affollamento stellare, sono state mantenute esclusivamente le stelle per cui il flusso dovuto ai vicini entro il raggio di fit è minore di 2 volte il flusso della sorgente stessa;
- Frazione di immagini usate per la misura della magnitudine:
È stato valutato il rapporto tra il numero di immagini effettivamente utilizzate dal codice per il calcolo del flusso e il numero totale di esposizioni in cui la stella era osservabile, imponendo una soglia di accettazione di 0.7;
- Residuo del fit (rxs):
Si è analizzato l'eccesso o il difetto di flusso registrato subito fuori dal raggio di fit rispetto a quanto predetto dal modello della PSF, effettuando una selezione in funzione della magnitudine (Figura 4.6) per eliminare galassie di fondo e raggi cosmici residui.

A seguito di questa pulizia fotometrica, l'ampiezza del campione è scesa a un totale di 9.075 stelle. In particolare, nell'intervallo di magnitudine $24 < m_{F606W} < 26$, la popolazione stellare è passata da 2.560 sorgenti prima della selezione a 1.389 stelle finali.

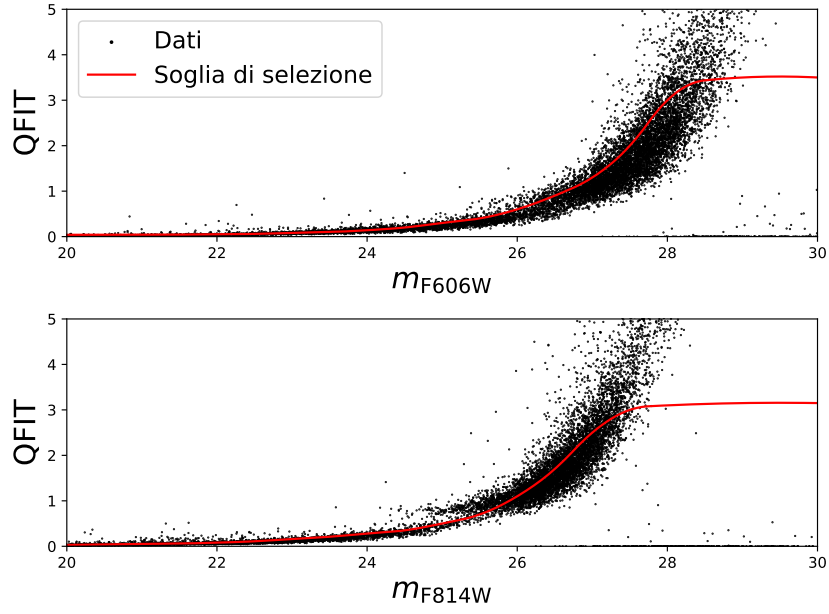


Figura 4.5: Parametro QFIT in funzione delle magnitudini m_{F606W} e m_{F814W} . Sono state selezionate solo le sorgenti al di sotto della curva rossa.

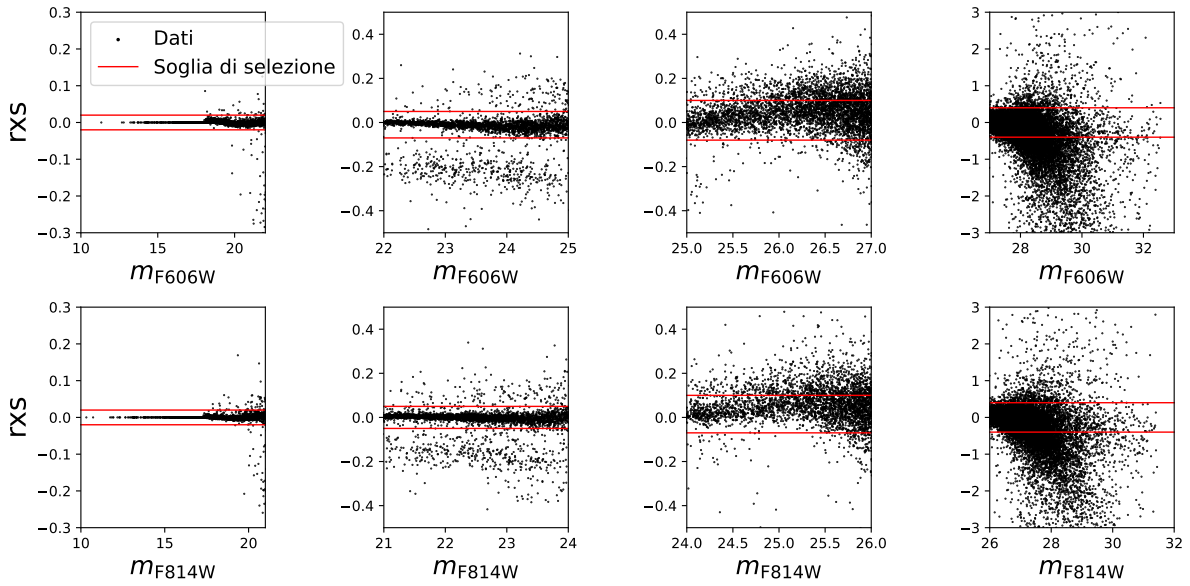
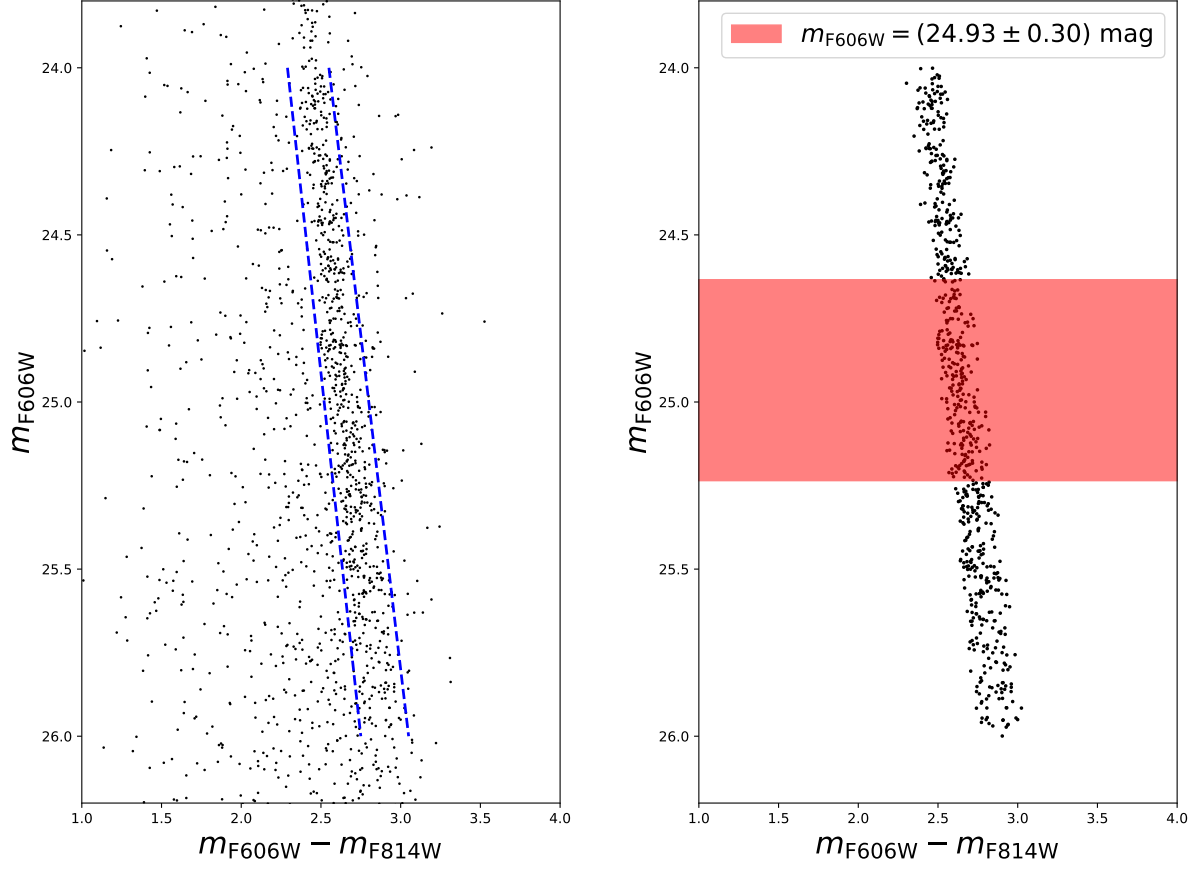


Figura 4.6: Parametro rxs in funzione delle magnitudini m_{F606W} e m_{F814W} . Sono state selezionate per ciascun bin in magnitudine solo le sorgenti all'interno delle soglie rappresentate dalle rette rosse in figura.

Infine, per isolare la popolazione di interesse, l'estrazione della funzione di luminosità è stata circoscritta ad un intorno della MS (il canale mostrato in Figura 4.7).



(a) CMD dei dati *HST*. Le linee blu delimitano la porzione di dataset selezionata per l'analisi della LF.

(b) CMD dei dati *HST* a seguito della selezione del pannello (a). La zona rossa intorno a $m_{F606W} \approx 25 \text{ mag}$ indica dove il gap è atteso secondo il modello PARSEC.

Figura 4.7: CMD dei dati *HST*.

Il valore di $m_{F606W} = (24.93 \pm 0.30) \text{ mag}$ riportato in Figure 4.7b e 4.8 è stato ricavato come media e deviazione standard delle magnitudini dei punti dell'isocrona PARSEC appartenenti all'intervallo di masse di $0.30 \leq M/M_{\odot} \leq 0.40$.

Utilizzando il campione così selezionato, si è proceduto alla costruzione della funzione di luminosità attraverso la generazione di un istogramma dei conteggi stellari in funzione della magnitudine apparente in banda F606W. Il risultato è mostrato in Figura 4.8.

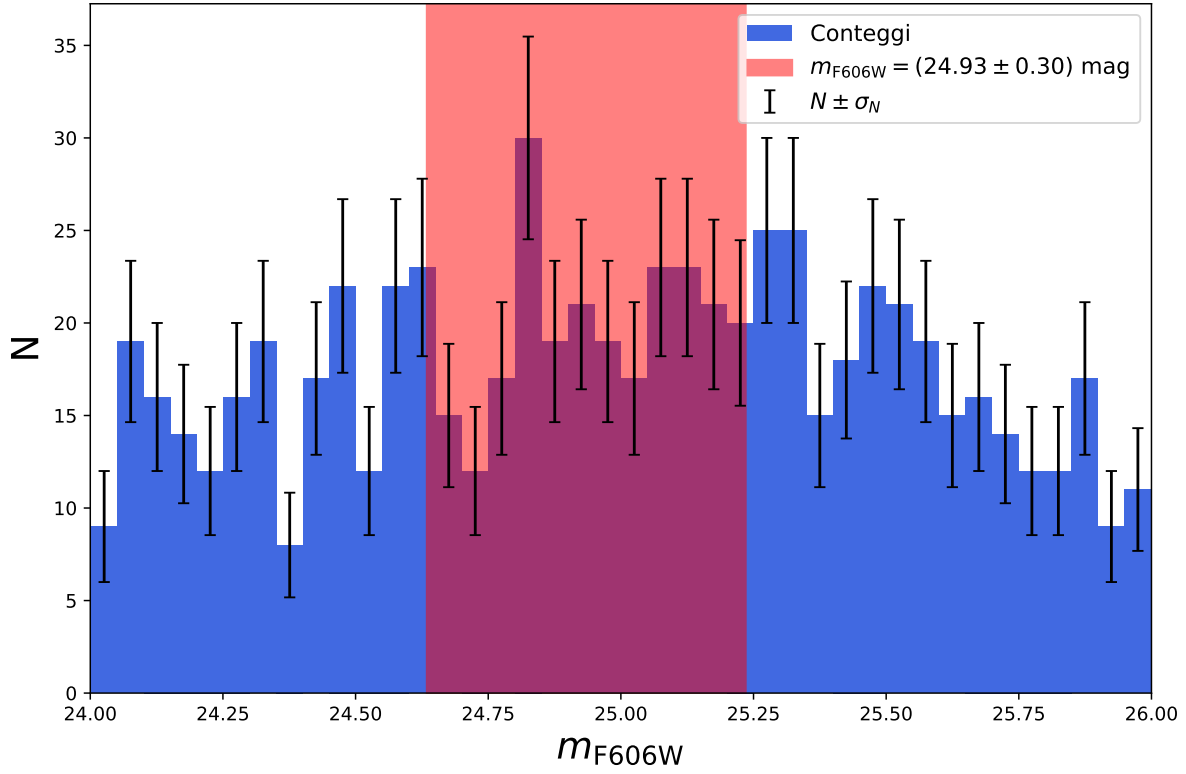


Figura 4.8: Funzione di luminosità del dataset selezionato. La zona rossa intorno a $m_{F606W} \approx 25$ mag indica dove il gap è atteso secondo il modello PARSEC. I bin in magnitudine sono larghi 0.05 mag.

L'andamento dell'istogramma mostra diversi minimi locali e lacune di ampiezza simile tra loro. Nonostante si osservi un calo nei conteggi all'interno della zona attesa, in corrispondenza di $m_{F606W} \approx 24.75$ mag, il numero ridotto dei conteggi (che raggiungono un massimo di circa 30 stelle per bin) rende impossibile considerare questo risultato come significativo. Inoltre, la presenza di molteplici cali dovuti a fluttuazioni casuali impedisce di distinguere un eventuale effetto fisico reale dal rumore statistico di fondo (non si riscontrano andamenti significativi a più di un sigma per ampiezze in magnitudine maggiori di 0.05 mag). Il campione a disposizione si rivela quindi insufficiente per identificare il M-dwarf gap o per interpretare l'andamento osservato come una caratteristica intrinseca delle stelle analizzate.

Questo esito è concorde con i vincoli statistici discussi in letteratura. In Griggio et al. (2026) viene infatti evidenziato che, per osservare il gap con una confidenza di almeno 3σ , è necessario un campione di almeno 1.500 stelle in un suo intorno di ampiezza 0.1 mag. Nel presente lavoro si dispone invece di 1.389 stelle distribuite su un intervallo pari a 2 mag di ampiezza, e su tutti i colori. Le stelle selezionate per la ricerca del gap, appartenenti al canale mostrato in Figura 4.7 sono appena 697 nell'intero intervallo $24 \leq m_{F606W} \leq 26$, corrispondenti in media a ~ 34.85 per un bin di larghezza 0.1 mag. La mancanza di una statistica paragonabile a quella richiesta

impedisce di trarre conclusioni sulla presenza della discontinuità all'interno del dataset analizzato.

Tuttavia, il minimo osservato sulla LF in corrispondenza di $m_{F606W} \approx 24.75$ mag (compatibile con la posizione attesa del gap), pur non essendo statisticamente significativo, suggerisce che ampliando sufficientemente il campione il fenomeno potrebbe essere confermato anche per NGC 6791. Purtroppo, la distanza dell'oggetto e la sua storia evolutiva (che lo ha portato a perdere preferenzialmente le sue stelle di piccola massa, come descritto in Sezione 1.6), costituiscono un limite all'osservabilità delle sorgenti che si distribuirebbero nell'intorno del gap. Saranno pertanto necessari futuri studi non solo di adeguata precisione e profondità fotometrica, ma anche in grado di mappare l'intero ammasso, al fine di incrementare in modo sufficiente il campione delle nane rosse di NGC 6791.

Conclusioni

In questo lavoro è stato affrontato lo studio dell'ammasso aperto NGC 6791 mediante dati del Telescopio Spaziale *Hubble*, con il duplice obiettivo di costruire un catalogo astro-fotometrico corredato da probabilità di appartenenza delle sorgenti e di investigare la presenza del M-dwarf gap nella Sequenza Principale inferiore.

Per quanto riguarda il primo obiettivo, è stata effettuata la determinazione della probabilità di appartenenza delle sorgenti osservate, combinando le informazioni astrometriche di *Gaia* per le stelle brillanti con i moti propri ricavati dai dati *HST* per le sorgenti più deboli. Questo processo ha permesso di separare, almeno parzialmente, i membri dell'ammasso dalle stelle di campo e di ottenere diagrammi colore-magnitudine significativamente più puliti – sui quali è stato possibile eseguire il fit delle isocrone –, e verificare la sostanziale coerenza con i parametri riportati in letteratura per NGC 6791. Il catalogo ottenuto rappresenta quindi un primo passo verso la costruzione di un catalogo di membri profondo e ad alta risoluzione spaziale. Tuttavia, i risultati di questo lavoro sono inevitabilmente limitati dalla configurazione del dataset utilizzato per il calcolo dei moti propri: la prima epoca osservativa disponibile (GO-9815) copre infatti un campo di vista più ristretto rispetto alle osservazioni del programma GO-17077 e non è centrata sul nucleo dell'ammasso. Di conseguenza, la determinazione della membership è stata possibile soltanto nella regione di sovrapposizione tra i due dataset, riducendo significativamente il numero di sorgenti per cui è stato possibile effettuare un'analisi astrometrica completa. In questo contesto assume un'importanza cruciale il programma GO-17402 (PI: Bedin), attualmente in corso, il cui campo di vista coincide con quello del programma GO-17077. Le future osservazioni consentiranno infatti di calcolare i moti propri sull'intero dataset, superando le limitazioni descritte e permettendo la realizzazione di un catalogo di sorgenti dotate di membership esteso a tutto il campo osservato. Un simile catalogo costituirà uno strumento fondamentale per il confronto con i dati della missione *Kepler*, rendendo possibile l'analisi di oltre 20 000 curve di luce di stelle appartenenti all'ammasso e aprendo la strada a studi esoplanetari all'interno degli ammassi stellari, analizzando la dipendenza tra il tasso di occorrenza planetaria e parametri fisici quali età, ambiente e metallicità.

Il secondo obiettivo del lavoro ha riguardato la ricerca del M-dwarf gap, una discontinuità nella distribuzione delle stelle di bassa massa potenzialmente associata alla transizione verso la completa convezione. L'analisi della Sequenza Principale inferiore e della relativa funzione di luminosità ha evidenziato alcune caratteristiche compatibili con l'effetto del gap; tuttavia, i dati attualmente disponibili non consentono di trarre conclusioni definitive sull'effettiva presenza e sull'entità del fenomeno in NGC 6791. Per affrontare in modo robusto questo tema saranno necessari campioni più ampi, che garantiscano una statistica sufficiente nella regione del diagramma colore-magnitudine in cui il gap è atteso.

Nel complesso, il presente lavoro ha permesso di valorizzare il patrimonio osservativo raccolto da *HST* su uno degli ammassi aperti più peculiari della Via Lattea, fornendo un primo catalogo di sorgenti caratterizzate da probabilità di appartenenza. Le prospettive offerte dalle future osservazioni e dall'integrazione con i dati *Kepler* rendono NGC 6791 un laboratorio astrofisico di straordinario interesse, nel quale sarà possibile affrontare con maggiore profondità questioni ancora aperte relative all'evoluzione stellare e alla formazione dei sistemi planetari negli ammassi.

Bibliografia

- Abdurro'uf et al. (2022). “The Seventeenth Data Release of the Sloan Digital Sky Surveys: Complete Release of MaNGA, MaStar, and APOGEE-2 Data”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 259.2.
- Ahmed, N. M. (2025). “A comprehensive study of the old open cluster NGC 6791 using *Gaia* DR3 data and BV photometry”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 543, 1584–1601.
- Alvarez-Baena et al. (2024). “The longevity of the oldest open clusters. Structural parameters of NGC 188, NGC 2420, NGC 2425, NGC 2682, NGC 6791, and NGC 6819”. In: *Astronomy & Astrophysics* 687.101.
- An et al. (2015). “The distances to open clusters from Main-Sequence fitting. V. Extension of color calibration and test using cool and metal-rich stars in NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal* 811, 46–73.
- Anderson e Bedin (2010). “An Empirical Pixel-Based Correction for Imperfect CTE. I. *HST*’s Advanced Camera for Surveys”. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 122.895.
- Anderson e King (2006). *PSFs and Geometrical Distortion for the ACS/WFC*. Instrument Science Report. Baltimore, MD: Space Telescope Science Institute (STScI).
- Anthony-Twarog et al. (2007). “vbyCaH β CCD photometry of clusters. VIII. The super-metal-rich, old open cluster NGC 6791”. In: *The Astronomical Journal* 133, 1585–1598.
- Basu et al. (2011). “Sounding Open Clusters: Asteroseismic Constraints from *Kepler* on the Properties of NGC 6791 and NGC 6819”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 729, L10.
- Bedin et al. (2005). “The white dwarf cooling sequence in NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal* 624, L45–L48.
- Bedin et al. (2006). “The absolute motion of the peculiar cluster NGC 6791”. In: *Astronomy & Astrophysics* 460, L27–L30.
- Bedin et al. (2008a). “Reaching the end of the white dwarf cooling sequence in NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal* 678, 1279–1291.

- Bedin et al. (2008b). “The puzzling white dwarf cooling sequence in NGC 6791: a simple solution”. In: *The Astrophysical Journal* 679, L29–L32.
- Bedin et al. (2022). *The 25,000-Lightcurve HST-Kepler Treasury Survey*. HST Proposal GO-17077.
- Bedin et al. (2024). *The 25,000-Lightcurve HST-Kepler Treasury Survey*. HST Proposal GO-17402.
- Bellini et al. (2011). “Astrometry and photometry with *HST* WFC3. II. Improved geometric-distortion correction for 10 filters of the UVIS channel”. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 123.903.
- Bellini et al. (2014). “*Hubble* Space Telescope proper motion (HSTPROMO) catalogs of galactic globular clusters. I. Sample selection, data reduction, and NGC 7078 results”. In: *The Astrophysical Journal* 797.2.
- Bellini et al. (2017). “The State-of-the-art *HST* Astro-photometric Analysis of the Core of ω Centauri. I. The Catalog”. In: *The Astrophysical Journal* 842, 6–27.
- Boberg et al. (2016). “Limitations of CN and CH molecular band strenghts at high metallicities: a case study in NGC 6791”. In: *The Astronomical Journal* 151, 127–139.
- Boesgaard et al. (2015). “The old, super-metal-rich open cluster, NGC 6791—elemental abundances in turn-off stars from Keck/HIRES spectra”. In: *The Astrophysical Journal* 799, 202–214.
- Bohlin et al. (2016). “Perfecting the photometric calibration of the ACS CCD cameras”. In: *The Astronomical Journal* 152.3.
- Bragaglia et al. (2014). “Searching for chemical signatures of multiple stellar populations in the old, massive open cluster NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal* 796, 68–84.
- Bressan et al. (2012). “PARSEC: stellar tracks and isochrones with the PAdova and TRieste Stellar Evolution Code”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 427, 127–145.
- Brogaard et al. (2012). “Age and helium content of the open cluster NGC 6791 from multiple eclipsing binary members. II. Age dependencies and new insights”. In: *Astronomy & Astrophysics* 543.106.
- Brogaard et al. (2018). “The blue straggler V106 in NGC 6791: a prototype progenitor of old single giants masquerading as young”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 481, 5062–5072.
- Brogaard et al. (2021). “Age and helium content of the open cluster NGC 6791 from multiple eclipsing binary members. III. Constraints from a subgiant”. In: *Astronomy & Astrophysics* 649.178–185.

- Buzzoni et al. (2012). “Stellar lifetime and ultraviolet properties of the old metal-rich galactic open cluster NGC 6791: a pathway to understand the ultraviolet upturn of elliptical galaxies”. In: *The Astrophysical Journal* 749, 35–47.
- Canterna et al. (1986). “Washington photometry of open cluster giants: the metal-rich clusters”. In: *The Astronomical Journal* 92.1, 79–89.
- Carney et al. (2005). “Infrared photometry of NGC 6791”. In: *The Astronomical Journal* 129, 656–668.
- Carraro et al. (2006). “NGC 6791: an exotic open cluster or the nucleus of a tidally disrupted galaxy?”. In: *The Astrophysical Journal* 643, 1151–1159.
- Carraro e Benvenuto (2017). “Binarity as the Solution to the Stellar Evolution Enigma Posed by NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 841, L10.
- Chaboyer et al. (1999). “The age, extinction, and distance of the old, metal-rich open cluster NGC 6791”. In: *The Astronomical Journal* 117, 1360–1374.
- Choi et al. (2016). “Mesa Isochrones and Stellar Tracks (MIST)”. In: *The Astrophysical Journal* 222.1–2.
- Claydon et al. (2019). “Spherical models of star clusters with potential escapers”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 487, 147–160.
- Colman et al. (2022). “The *Kepler* IRIS Catalog: Image Subtraction Light Curves for 9150 Stars in and around the Open Clusters NGC 6791 and NGC 6819”. In: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 258, 39–53.
- Cunha et al. (2015). “Sodium and Oxygen abundances in the open cluster NGC 6791 from APOGEE H-band spectroscopy”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 798, L41.
- Dalessandro et al. (2015). “Evidence of tidal distortions and mass-loss from the old open cluster NGC 6791”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 449, 1811–1818.
- Dressel, L. (2022). *Wide Field Camera 3 Instrument Handbook for Cycle 30*. Version 14.0. Baltimore, MD: Space Telescope Science Institute (STScI).
- Gaia Collaboration et al. (2016). “The *Gaia* Mission”. In: *Astronomy & Astrophysics* 595.1.
- Gaia Collaboration et al. (2018). “*Gaia* Data Release 2. Summary of the contents and survey properties”. In: *Astronomy & Astrophysics* 616.1.
- Gaia Collaboration et al. (2023). “*Gaia* Data Release 3 Summary of the content and survey properties”. In: *Astronomy & Astrophysics* 674.1.
- García-Berro et al. (2011). “The white-dwarf cooling sequence of NGC 6791: a unique tool for stellar evolution”. In: *Astronomy & Astrophysics* 533.31.
- García-Pérez et al. (2016). “ASPCAP: The APOGEE Stellar Parameter and Chemical Abundances Pipeline”. In: *The Astronomical Journal* 151.6.

- Geisler et al. (2012). “The unique Na:O abundance distribution in NGC 6791: the first open(?) cluster with multiple populations”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 756, L40.
- Gratton et al. (2006). “The metallicity of the old open cluster NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal* 642, 462–469.
- Griggio et al. (2026). “*Euclid*: Early Release Observations– Internal kinematics and the convective-transition gap of NGC 6397. High-precision multiple-pass photometry and astrometry”. In: *Astronomy & Astrophysics*.
- Griggio e Bedin (2022). “Astrometric star-cluster membership probability: application to the case of M37 with *Gaia* EDR3”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 511, 4702–4709.
- Grogin et al. (2009). *The 1/f Horizontal Striping Noise in the ACS/WFC: Characterization and Mitigation*. Instrument Science Report. Baltimore, MD: Space Telescope Science Institute (STScI).
- Hansen, B. M. S. (2005). “White dwarfs in NGC 6791: avoiding the helium flash”. In: *The Astrophysical Journal* 635, 522–526.
- Jadhav et al. (2023). “UOCS X. Rich collection of post-mass-transfer systems in NGC 6791”. In: *Astronomy & Astrophysics* 676.47.
- Janes, K. A. (1984). “DDO and UBV photometry of red giant stars in NGC 6791”. In: *Astronomical Society of the Pacific* 96, 977–980.
- Jao et al. (2018). “A Gap in the Lower Main Sequence Revealed by *Gaia* Data Release 2”. In: *The Astronomical Journal Letters* 861, L11.
- Jílková et al. (2012). “The origin and orbit of the old, metal-rich, open cluster NGC 6791. Insights from kinematics”. In: *Astronomy & Astrophysics* 541.64.
- Kalirai et al. (2007). “Stellar evolution in NGC 6791: mass loss on the red giant branch and the formation of low-mass white-dwarfs”. In: *The Astrophysical Journal* 671, 748–760.
- Kaluzny e Rucinski (1993). “Discovery of 17 variable stars in the old open cluster NGC 6791”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 265, 34–42.
- Kamann et al. (2019). “Linking the rotation of a cluster to the spins of its stars: the kinematics of NGC 6791 and NGC 6819 in 3D”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 483, 2197–2206.
- King et al. (2003). *The Bottom of the Main Sequence in the Old, Metal-Rich Cluster, NGC 6791*. *HST* Proposal GO-9815.
- King et al. (2005). “Color-magnitude diagrams and luminosity functions down to the hydrogen-burning limit. III. A preliminary *Hubble* Space Telescope study of NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal* 130, 626–634.

- Kinman, T. D. (1965). “The star cluster NGC 6791”. In: *Contributions from the Lick Observatory* 182, 655–680.
- Koch et al. (2010). “*Kepler* Mission design, realized photometric performance, and early science”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 713, L79.
- Libralato et al. (2016). “A PSF-based approach to *Kepler*/K2 data – I. Variability within the K2 Campaign 0 star clusters M35 and NGC 2158”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 456, 1137–1162.
- Libralato et al. (2026). “*Euclid*: The convective-transition gap of 47 Tuc”. In: *arXiv e-prints*, arXiv: 2026.28504.
- Liebert et al. (1994). “The evolved hot stars of the old, metal-rich galactic cluster NGC 6791”. In: *The Astronomical Journal* 107.4, 1408–1421.
- Lindegren et al. (2021). “*Gaia* Early Data Release 3 Parallax bias versus magnitude, colour, and position”. In: *Astronomy & Astrophysics* 649.4.
- Linden et al. (2017). “Timing the Evolution of the Galactic Disk with NGC 6791: An Open Cluster with Peculiar High- α Chemistry as Seen by APOGEE”. In: *The Astrophysical Journal* 842, 49–62.
- Liu et al. (2025). “PSRJ1922+37: a 1.9 s Pulsar Discovered in the Direction of the Old Open Cluster NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 981, L29.
- Loon, van et al. (2008). “*Spitzer* Space Telescope evidence in NGC 6791: no super mass loss at supersolar metallicity to explain helium white dwarfs?” In: *The Astrophysical Journal* 680, L49–L52.
- Majewski et al. (2017). “The Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE)”. In: *The Astronomical Journal* 154.3.
- Marigo et al. (2017). “A New Generation of PARSEC–COLIBRI Stellar Isochrones Including the Pre-main Sequence Phase.” In: *The Astrophysical Journal* 835.1.
- Martinez-Medina et al. (2018). “New insights into the origin and evolution of the old, metal-rich open cluster NGC 6791”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 474, 32–44.
- McKeever et al. (2019). “The Helium Abundance of NGC 6791 from Modeling of Stellar Oscillations”. In: *The Astrophysical Journal* 874, 180–188.
- Milliman et al. (2016). “WIYN Open cluster study. LXXI. Spectroscopic membership and orbits of NGC 6791 sub-giants”. In: *The Astronomical Journal* 151, 152–162.
- Origlia et al. (2006). “High-resolution infrared spectroscopy of the old open cluster NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal* 646, 499–504.
- Pavlovsky et al. (2002). *Advanced Camera for Surveys Instrument Handbook for Cycle 12*. Version 3.0. Baltimore, MD: Space Telescope Science Institute (STScI).

- Peterson e Green (1998). “Heavy-element abundances of the old open cluster NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal* 502, L39–L43.
- Piskunov et al. (2005). “Revisiting the population of Galactic open clusters”. In: *Astronomy & Astrophysics* 445, 545–565.
- Platais et al. (2011). “A new look at the old star cluster NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 733, L1.
- Rucinsky et al. (1996). “A search for detached eclipsing binary systems in the oldest known open cluster NGC 6791”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 282, 705–712.
- Salaris et al. (2024). “ ^{22}Ne distillation and the cooling sequence of the old metal-rich open cluster NGC 6791”. In: *Astronomy & Astrophysics* 686.153.
- Sanjayan et al. (2022). “Variable Star Population in the Open Cluster NGC 6791 Observed by the *Kepler* Spacecraft”. In: *Acta Astronomica* 72, 77–102.
- Spina et al. (2022). “Mapping the Galactic Metallicity Gradient with Open Clusters: The State-of-the-Art and Future Challenges”. In: *Universe* 8.87.
- Spinrad e Taylor (1971). “Scanner abundance studies. III. The super-metal-rich cluster NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal* 163, 303–307.
- Stetson et al. (2003). “Homogeneous Photometry. III. A Star Catalog for the Open Cluster NGC 6791”. In: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 115, 413–447.
- Tarricq et al. (2022). “Structural parameters of 389 local open clusters”. In: *Astronomy & Astrophysics* 659.59.
- Taylor, B. J. (2001). “Statistics and supermetallicity: The metallicity of NGC 6791”. In: *Astronomy & Astrophysics* 377, 473–484.
- Tofflemire et al. (2014). “WIYN Open cluster study. LIX. Radial velocity membership of the evolved population of the old open cluster NGC 6791”. In: *The Astronomical Journal* 148, 61–71.
- Twarog et al. (2011). “Evidence for extended star formation in the old, metal-rich open cluster, NGC 6791”. In: *The Astrophysical Journal Letters* 727, L7.
- Villanova et al. (2018). “NGC 6791: A Probable Bulge Cluster without Multiple Populations”. In: *The Astrophysical Journal* 867, 34–43.
- Wu et al. (2014). “Asteroseismic study on cluster distance moduli for Red Giant Branch stars in NGC 6791 and NGC 6819”. In: *The Astrophysical Journal* 786, 10–19.
- Yakut et al. (2015). “A turn-off detached binary star V568 Lyr in the *Kepler* field of the oldest open cluster (NGC 6791) in the Galaxy”. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 453, 2937–2942.

Yong e Demarque (2000). “Mass loss on the horizontal branch: an application to NGC 6791”.
In: *preprint*.