

Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"
Corso di Laurea Triennale in Astronomia

TESI DI LAUREA TRIENNALE

**STUDIO DELLA FORMA INTRINSECA
DELLO SFEROIDE DELLA GALASSIA A SPIRALE
NGC 6035**

Laureando:
Andrea Franchetto

Relatore:
Prof. Enrico Maria Corsini

Correlatore:
Dott. Luca Costantin

Anno Accademico 2014–2015

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Proprietà degli sferoidi delle galassie a disco	1
1.1.1	Sferoidi classici	2
1.1.2	Pseudosferoidi	4
1.1.3	Sferoidi a scatola o a nocciolina	6
1.2	Sferoidi di galassie a spirale di tipo avanzato	8
1.3	Scopo e schema della tesi	12
2	Riduzione dei dati fotometrici	15
2.1	Proprietà principali di NGC 6035	15
2.2	Acquisizione dei dati fotometrici	17
2.3	Riduzione dei dati fotometrici	18
2.3.1	Estrazione dell'immagine	18
2.3.2	Sottrazione del cielo	19
2.3.3	Calibrazione in flusso	20
2.3.4	Stima della funzione d'allargamento	21
3	Decomposizione fotometrica	23
3.1	Metodo di decomposizione fotometrica	23
3.2	Misura delle isofote	26
3.3	Decomposizione fotometrica di NGC 6035	29
3.4	Risultati	30
4	Forma intrinseca dello sferoide	33
4.1	Determinazione della forma intrinseca	33
4.1.1	Formalismo geometrico	34
4.1.2	Angoli caratteristici	36
4.1.3	Ellitticità equatoriale dello sferoide	36
4.1.4	Schiacciamento intrinseco dello sferoide	37

4.1.5	Forma intrinseca dello sferoide	38
4.2	Forma intrinseca dello sferoide di NGC 6035	39
4.3	Risultati e conclusioni	39
Bibliografia		43

Capitolo 1

Introduzione

Nella Sezione 1.1 di questo capitolo introduttivo sono descritte le tipologie in cui vengono contraddistinti gli sferoidi delle galassie a disco (sferoide classico, pseudosferoide, sferoide a scatola o a nocciolina). Nella Sezione 1.2 è presentato il programma di osservazione condotto con il Telescopio Nazionale Galileo per studiare il campione di galassie, da cui è stata selezionata la galassia analizzata in questa tesi. Lo schema e lo scopo della tesi sono discussi nella Sezione 1.3.

1.1 Proprietà degli sferoidi delle galassie a disco

La classificazione morfologica delle galassie di Hubble (1926) trova la sua versione finale in *The Hubble Atlas of Galaxies* (Sandage 1961).

Hubble suddivide le galassie in base alla loro forma apparente. All'inizio della sequenza prendono posto le galassie ellittiche in ordine di schiacciamento apparente. Dopo di che lo schema di classificazione, biforcandosi in due rami per distinguere le galassie normali dalle galassie barrate, introduce le galassie a disco, caratterizzate da due componenti principali: lo sferoide e il disco. Per prime prendono posto le galassie lenticolari, in cui lo sferoide è innestato nel disco di polveri e stelle, senza evidenza di bracci di spirale. Più a destra si collocano le galassie a spirale, nelle quali il disco, in cui è immerso lo sferoide, mostra abbondanze maggiori di polveri e gas e presenta i bracci di spirale con la tipica struttura avvolta. Le galassie a spirale sono disposte in base alla prominenza dello sferoide sul disco, al grado di avvolgimento dei bracci e alla risoluzione del disco in stelle, nodi di polveri e nebulose di gas. Al termine della sequenza si collocano le galassie irregolari, caratterizzate da poca o nessuna simmetria.

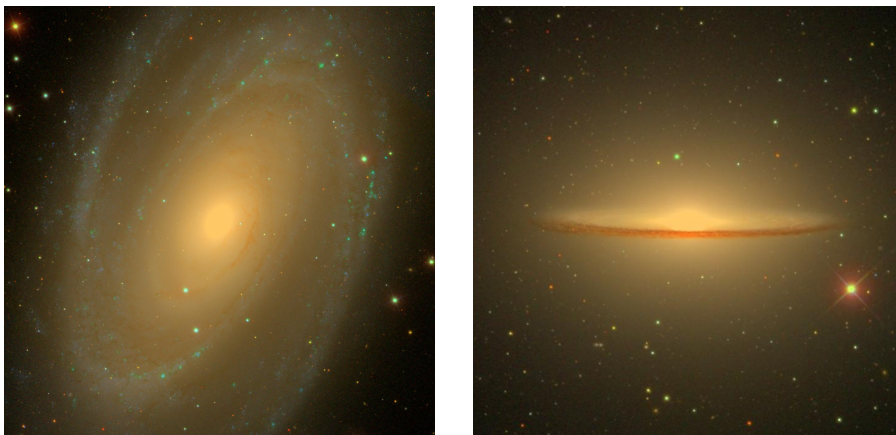


Figura 1.1: Esempio di sferoidi classici in due galassie di diversa inclinazione. *A sinistra*: NGC 3031. *A destra*: NGC 4594.

Morfologicamente parlando, lo sferoide di una galassia lenticolare o a spirale, è visto come quella componente tondeggiante, simile ad una galassia ellittica, incorporata al centro del disco (Renzini 1999). Dal punto di vista fotometrico è definito come quella componente interna della galassia la cui luminosità si somma a quella con andamento esponenziale del disco (Carollo et al. 1999). L'osservazione di un'ampia varietà di sferoidi, che presentano caratteristiche differenti dalle tipiche galassie ellittiche, ha stimolato lo studio di vari scenari di formazione ed evoluzione, al fine di comprendere i processi fisici alla base delle diverse morfologie osservate.

Attualmente gli sferoidi vengono divisi in tre classi: sferoidi classici, pseudosferoidi e sferoidi a scatola o a nocciolina. Poiché le galassie sono oggetti in evoluzione è possibile trovare la coesistenza tra i tre tipi di sferoidi che non risultano essere mutuamente escludibili (Erwin et al. 2015).

1.1.1 Sferoidi classici

Gli sferoidi classici in generale sono contraddistinti per essere ellissoidi dinamicamente caldi e facilmente riconoscibili per avere morfologie simili alle galassie ellittiche di bassa luminosità. Visti di taglio questi sferoidi appaiono visibilmente più rotondi rispetto al disco (Figura 1.1).

Gli sferoidi classici, come le galassie ellittiche, sono frutto di collassi gravitazionali e fusioni gerarchiche di oggetti di massa più piccola. Il processo di formazione è violento e si sviluppa in tempi brevi, spesso prima che il disco si formi (Athanassoula 2005).

Carollo et al. (1997, 1998), studiando un campione di 75 galassie a disco di tipo S0-Sc, individuano sferoidi classici nel 69% delle 13 galassie S0-Sa, nel 50% delle 10 Sab, nel 22% delle 23 Sb, nel 11% delle 19 Sbc, mentre non ne trovano nessuno nelle 10 Sc da loro osservate. Da questo studio viene messo in evidenza come gli sferoidi classici siano più comuni nelle galassie a disco meno avanzate, diventando più rari con il progredire del tipo morfologico.

A livello fotometrico, tradizionalmente, i profili radiali di brillantezza superficiale delle galassie ellittiche e degli sferoidi erano ritenuti avere un unico andamento ben caratterizzato dalla legge $r^{1/4}$ di de Vaucouleurs (1948); tuttavia Caon et al. (1993) trovano che i profili di brillantezza superficiale delle galassie ellittiche siano meglio interpolati dalla legge di Sérsic (1968), che generalizza, con il parametro libero n , l'esponente nel profilo di de Vaucouleurs. Andredakis et al. (1995) correlano il parametro di Sérsic n con il tipo morfologico, ottenendo $n \simeq 3.7$ per le galassie S0 e S0/a, $n \simeq 2.4$ per Sa-Sb e $n \simeq 1.6$ per le galassie Sbc-Sd. Il parametro di Sérsic, generalmente preso come indicatore della concentrazione del profilo di brillantezza superficiale, viene assunto da Fisher & Drory (2008) come manifestazione della dicotomia tra sferoidi classici e pseudosferoidi. Uno sferoide classico è caratterizzato dall'aver $n > 2$.

Le cinematiche stellari di galassie ellittiche e sferoidi classici della stessa luminosità sono simili: entrambi sono caratterizzati da moti disordinati e basse velocità di rotazione. Il diagramma che correla il rapporto V_{\max}/σ tra la velocità massima di rotazione e la dispersione di velocità delle stelle con l'ellitticità ϵ (Illingworth 1977) permette di identificare relazioni tra i vari tipi di sistemi stellari. Sul diagramma si può tracciare la linea che descrive i sistemi assimilabili a sferoidi oblati e quelli assimilabili a sferoidi prolatti: i primi sono caratterizzati da dispersioni di velocità isotrope e sono schiacciati dalla rotazione; i secondi possono avere basse velocità di rotazione ed essere allungati lungo l'asse polare da dispersioni di velocità anisotrope (Binney 1978). Le osservazioni mostrano che le ellittiche giganti non hanno rotazioni significative e sono dominate da dispersioni di velocità anisotrope. Ellittiche di bassa luminosità e sferoidi classici hanno dispersioni di velocità quasi isotrope e sono consistenti con la linea degli ellissoidi oblati (Davies et al. 1983).

Nello spazio del raggio osservato R , della brillantezza superficiale I e della dispersione di velocità σ i punti rappresentativi delle ellittiche e degli sferoidi classici giacciono su un piano, detto Piano Fondamentale (FP), descritto dalla relazione $R \propto \sigma^{1.4 \pm 0.15} I^{-0.9 \pm 0.1}$ (Kormendy & Djorgovski 1989). Si tratta di uno strumento molto sensibile perché può indicare, in base alle deviazioni dal FP, se uno sferoide sia simile o meno alle galassie ellittiche.



Figura 1.2: Esempio di pseudosferoidi in due galassie di diversa inclinazione. *A sinistra*: NGC 4321. *A destra*: NGC 4274.

Infine l'analisi della componente stellare mostra che gli sferoidi classici sono costituiti da stelle di Popolazione II e il colore dello sferoide è più rosso rispetto al disco che lo ospita. Peletier et al. (1999) studiano il diagramma colore-colore ($B - I$ contro $I - H$) di una ventina di galassie a disco, trovando che l'età tra S0 e Sb ha scarti piccoli, al massimo di 2 Gyr; inoltre i colori entro il raggio efficace, dove si assume che l'effetto d'estinzione dovuto alle polveri sia trascurabile, sono simili a quelli delle galassie ellittiche dell'ammasso della Chioma. Loro trovano anche tre galassie di tipo Sc e più avanzato con colori più blu, non riconducibili a quelli degli sferoidi classici.

1.1.2 Pseudosferoidi

Gli pseudosferoidi si sono formati dal materiale del disco attraverso processi secolari e non mostrano fenomeni di interazione o accrescimento in corso. Presentano morfologie caratteristiche dei dischi che li ospitano, come strutture a spirali e bande di polvere che raggiungono le zone più interne (Figura 1.2). Visti di taglio appaiono più schiacciati degli sferoidi classici e spesso appiattiti quanto il disco. Dallo studio di Carollo et al. (1997, 1998) risulta come gli pseudosferoidi siano più comuni in galassie a disco di tipo avanzato con un forte incremento di pseudosferoidi rilevati a partire dalle galassie di tipo Sb.

Kormendy & Kennicutt (2004) studiano in modo approfondito i meccanismi di formazione ed evoluzione degli pseudosferoidi. Potenziali non-assisimetrici come barre, ovali e bracci di spirale, possono riorganizzare il

gas del disco e dar forma ad anelli e concentrazioni centrali di materiale. In particolare, il gas del disco quando incontra queste strutture perde momento angolare e fluisce verso le regioni interne della galassia, andando ad accrescere lo pseudosferoide.

Per l'identificazione degli pseudosferoidi l'analisi fotometrica costituisce uno strumento efficace. Kormendy & Kennicutt (2004) discutono l'evidenza di come sferoidi di galassie avanzate siano generalmente meglio descritti da funzioni di Sérsic con $n \sim 1$, cioè quasi esponenziali, e che questo comportamento sia caratteristico di molti pseudosferoidi. Courteau et al. (1996) decompongono la distribuzione di luce di 243 galassie di tipo avanzato e trovano che circa 85% delle galassie Sb e Sc del campione sono meglio interpolate con doppi esponenziali.

Fisher & Drory (2008) studiano il rapporto B/T tra la luminosità dello sferoide e la luminosità totale delle galassie trovando che gli pseudosferoidi coprono valori $0 < B/T < 0.35$ e che nessuno sferoide classico ha $B/T < 0.1$; concludono che un valore piccolo di B/T non garantisce che una galassia contenga uno pseudosferoide e che se $B/T > 0.51$ allora si può avere la certezza che si tratti di uno sferoide classico. In aggiunta analizzano il rapporto r_e/h tra il raggio efficace dello sferoide e la lunghezza di scala del disco esponenziale, trovando che sferoidi classici coprono un ampio intervallo di valori, mentre gli pseudosferoidi hanno una distribuzione piccata intorno al valore medio di 0.21 ± 0.10 . Nonostante questo risultato indichi che r_e/h non sia un buon indicatore per la distinzione tra i due tipi di sferoidi, esso mostra come la relazione $r_e \propto h$ per gli pseudosferoidi sia un riflesso della loro formazione secolare e dello stretto legame tra disco e pseudosferoide.

L'analisi cinematica mostra che gli pseudosferoidi sono caratterizzati da moti di rotazione ordinata, dando l'ulteriore conferma di come questo tipo di sferoidi abbia proprietà da disco. Nel diagramma $(V_{\max}/\sigma, \epsilon)$ gli pseudosferoidi si dispongono al di sopra della linea caratteristica dei sistemi oblati e si discostano ancora più dalla distribuzione degli sferoidi classici; alti valori di (V_{\max}/σ) sono caratteristici degli pseudosferoidi, ma i valori paragonabili a quelli sulla linea dei sistemi oblati non garantiscono che gli sferoidi siano classici. Carollo (1999) trova che gli pseudosferoidi deviano dal FP degli sferoidi classici e delle ellittiche, verso valori più bassi di velocità di dispersione. Compatibilmente, gli pseudosferoidi si collocano al di sotto della relazione di Faber-Jackson $L_B \propto \sigma^4$ (Faber & Jackson 1976), caratteristica delle galassie ellittiche e degli sferoidi delle galassie a disco non avanzate. Questi risultati sono sintomo di sistemi dinamicamente freddi e in rapida rotazione intorno al centro galattico.

Una caratteristica peculiare degli pseudosferoidi riguarda la loro compo-

nente stellare. Il gas, che fluisce verso il centro attraverso i processi secolari, è protagonista di eventi di formazione stellare e pertanto gli pseudosferoidi sono caratterizzati da stelle più giovani rispetto agli sferoidi classici. Fisher & Drory (2015) sfruttano il tasso specifico di formazione stellare come parametro per discernere i due tipi di sferoidi: se $sSFR > 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$, allora è probabile che lo sferoide sia uno pseudosferoide; viceversa, se $sSFR < 10^{-11} \text{ yr}^{-1}$, allora lo sferoide è presumibilmente classico. Infine gli pseudosferoidi risultano molto blu, con $B - V < 0.5$.

In generale, non è sufficiente applicare un solo criterio per la distinzione del tipo di sferoide, ma è necessario trovare più conferme indipendenti, incrociando i risultati derivati dall'analisi morfologica, fotometrica e cinematica.

1.1.3 Sferoidi a scatola o a nocciolina

Questi oggetti si formano nelle galassie barrate dalla loro naturale evoluzione. Le barre si formano nei dischi di galassie spontaneamente, o in alcuni casi attraverso interazioni gravitazionali con un compagno, ed evolvono con tempi molto lenti. I tempi scala per la formazione iniziale della barra sono dell'ordine di alcune rotazioni della galassia; dopo la formazione della barra parte del suo materiale acquista forti moti verticali e dunque raggiunge larghe distanze dal piano equatoriale, che aumentano progressivamente con il tempo (Athanasoula 2005). Visti di taglio, questi oggetti assumono una caratteristica figura a scatola o a nocciolina (Figura 1.3). Athanasoula & Misiriotis (2002) hanno indagato la natura di queste strutture attraverso simulazioni 3-D ad N-corpi: le forme a nocciolina più pronunciate si manifestano nei modelli con le barre più forti e in alcuni casi si sviluppa anche una particolare forma ad X visibile quando la linea di vista è perpendicolare all'asse maggiore della barra.

Lütticke et al. (2000) trovano che il 45% delle galassie S0-Sd viste di taglio presenta sferoidi a scatola o a nocciolina, percentuale che si avvicina alla frazione di galassie barrate ($\sim 50\%$). Bisogna però aggiungere che le forme a scatola o a nocciolina non sono osservate quando le barre sono viste lungo il loro asse maggiore, infatti sotto un angolo di 5° possono essere facilmente scambiate per sferoidi classici.

Quando l'inclinazione della galassia permette di identificare sia la barra che lo sferoide a scatola, è possibile misurare le dimensioni relative delle due componenti. Erwin & Debattista (2013) hanno studiato 78 galassie S0-Sb barrate che coprono un ampio intervallo di angoli di inclinazione; dall'analisi delle isofote trovano che il rapporto medio tra la dimensione delle strutture

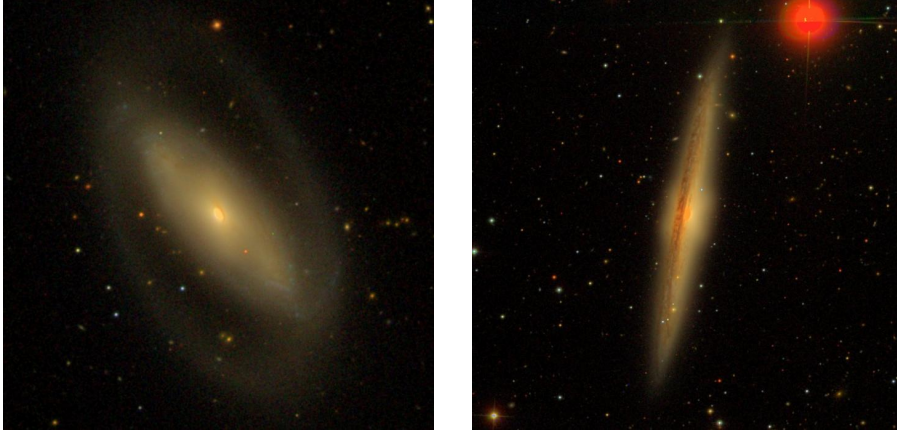


Figura 1.3: Esempio di sferoidi a scatola o a nocciolina in due galassie di diversa inclinazione. *A sinistra*: NGC 5377. *A destra*: NGC 5746.

a scatola e la lunghezza delle barre sia di $R_{\text{box}}/R_{\text{bar}} = 0.38 \pm 0.06$. Inoltre trovano che, nell'intervallo ideale per l'identificazione di entrambe le componenti, 2/3 delle galassie barrate probabilmente ospitano uno sferoide a scatola o nocciolina.

L'analisi cinematica della componente stellare degli sferoidi a scatola o a nocciolina mostra chiaramente che le velocità dipendono solo poco dalla distanza dal piano equatoriale: questo tipo di rotazione è denominata rotazione cilindrica (Athanasoula 2005).

Quando si osserva una galassia barrata di faccia si ha il problema opposto: la barra è facilmente riconoscibile, ma le strutture a scatola o a nocciolina, che si presumono essere dense in direzione verticale al piano equatoriale, scompaiono nella vista di faccia (Laurikainen & Salo 2015). Debattista et al. (2005) propongono un metodo di diagnosi per rivelare sferoidi a scatola anche in galassie barrate a bassa inclinazione, basato sullo studio della distribuzione delle velocità lungo la linea di vista, applicato lungo l'asse maggiore della barra. Servendosi di simulazioni a N-corpi Debattista et al. dimostrano che il profilo radiale del momento di quarto ordine di Gauss-Hermite h_4 , che misura le deviazioni simmetriche dalla distribuzione di velocità gaussiana, è contraddistinto dalla presenza di due minimi negativi simmetrici rispetto al centro della galassia. Méndez-Abreu et al. (2008) trovano che la galassia barrata NGC 98 ($i = 26^\circ$) presenta questa caratteristica e che la distanza dei due minimi dal centro della galassia è 0.35 volte la lunghezza del semiasse maggiore della barra.

L'analisi della componente stellare mostra che gli sferoidi a scatola sono

costituiti da stelle vecchie, ma la loro natura non sempre è di facile interpretazione. Nella regione del picco centrale di brillantezza superficiale la componente stellare risulta vecchia e con alte velocità di dispersione, compatibile con le galassie ellittiche; mentre nel corpo principale della struttura a scatola la correlazione tra metallicità e velocità di dispersione, tipica della galassie ellittiche, è assente. In aggiunta, sono stati trovati sferoidi a scatola con profili di brillantezza superficiale esponenziali, interpretati con la presenza di dischi centrali dinamicamente freddi, incorporati al centro dello sferoide (Laurikainen & Salo 2015) così come ci sono galassie barrate che ospitano diversi tipi di sferoide (Méndez-Abreu et al. 2014).

Riassumendo, è evidente che gli sferoidi a scatola o a nocciolina siano strutture legate alla presenza della barra, ma le osservazioni suggeriscono che gli sferoidi a scatola e le barre viste di taglio non siano esattamente equivalenti (Kormendy & Kennicutt 2004): quando la barra diventa spessa, non è l'intera barra a farlo, ma soltanto la parte interna (Erwin & Debattista 2013).

1.2 Studio degli sferoidi delle galassie a spirale di tipo morfologico avanzato

Il lavoro descritto in questa tesi si inserisce in un programma di osservazione condotto con il Telescopio Nazionale Galileo (AOT19/2009A, P.I.: E. M. Corsini) per lo studio delle proprietà fotometriche e cinematiche delle galassie a spirale di tipo avanzato.

Lo scopo di questo progetto è quello di misurare la cinematica delle regioni centrali di un campione di 30 galassie a spirale di tipo estremamente avanzato per determinare la frazione di galassie senza sferoide e di quelle ospitanti uno sferoide classico o uno pseudosferoide. Questo studio statistico potrà fornire per la prima volta un censimento delle galassie senza sferoide, la cui formazione è ancora non del tutto compresa, nello scenario di formazione gerarchica delle galassie.

La questione, che vede la morfologia delle galassie come la manifestazione delle condizioni iniziali di formazione o del determinarsi di evoluzioni secolari, è ancora aperta. La sequenza morfologica di Hubble, nonostante distingua le galassie barrate da quelle normali, dice che le galassie sono costituite da due componenti principali: lo sferoide e il disco. Questa classificazione è basata sulla loro relativa prominenza. Dunque, le galassie costituite solo dalla componente sferoidale sono dette galassie ellittiche, mentre quelle in cui anche un disco è presente sono chiamate lenticolari o galassie a spirale.

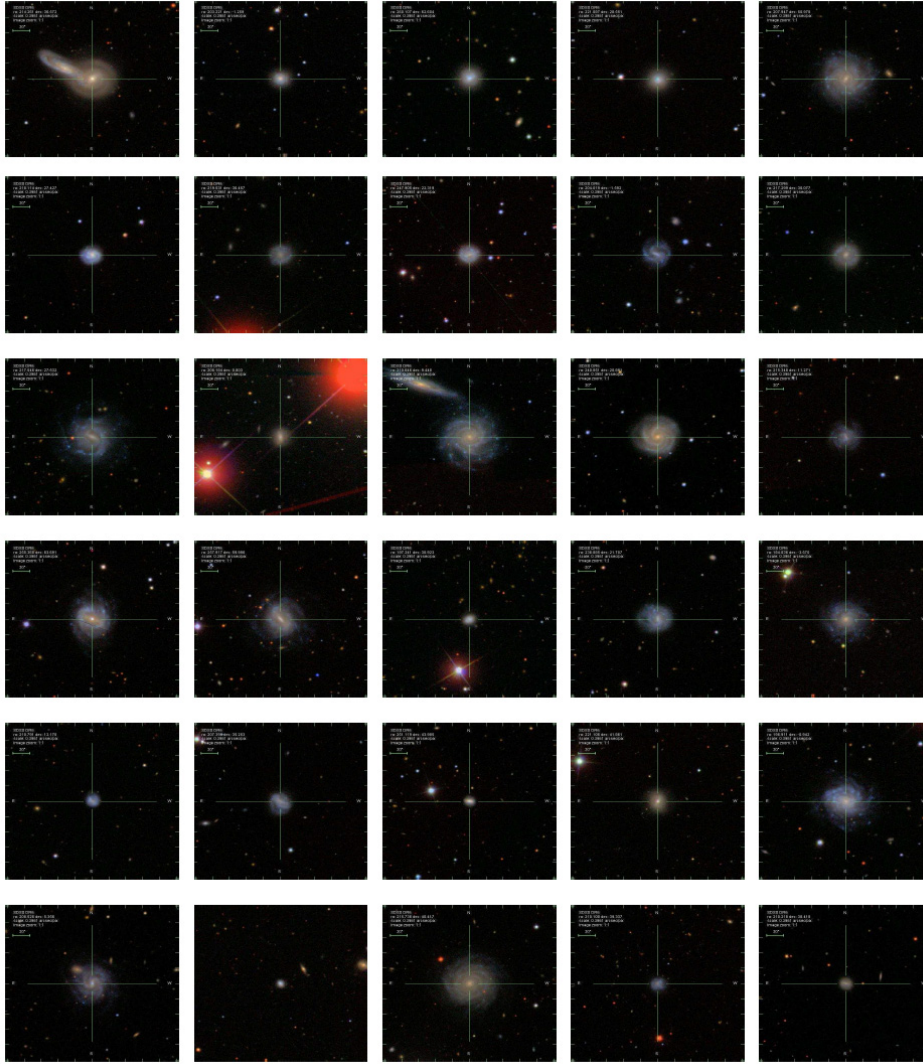


Figura 1.4: Immagini delle 30 galassie selezionate, ottenute dall'archivio della SDSS. Le galassie sono ordinate in base alla loro distanza, dall'alto al basso e da sinistra a destra.

Le galassie a spirale vanno dai tipi meno avanzati verso tipi più avanzati, in accordo con il loro rapporto tra le luminosità dello sferoide e del disco. Alla fine della sequenza di Hubble si collocano le galassie con il solo disco e con piccola o nessuna componente sferoidale. È proprio su questa ultima classe

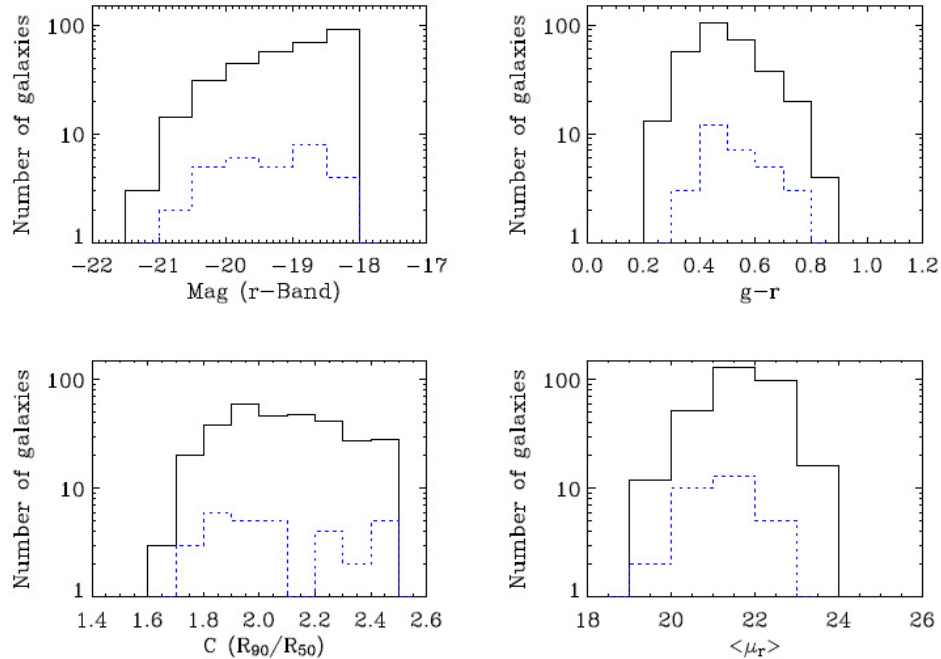


Figura 1.5: Distribuzione delle 4865 galassie del campione iniziale in funzione della magnitudine assoluta in banda r (*in alto a sinistra*), del colore $g - r$ (*in alto a destra*), della concentrazione di luce (*in basso a sinistra*) e della brillantezza superficiale media (*in basso a destra*). Le 30 galassie del campione finale (linea tratteggiata) sono state selezionate per essere un sottocampione rappresentativo delle proprietà del campione iniziale (linea continua).

di oggetti, spesso esclusa dagli studi osservativi, che si vuole concentrare l'attenzione.

I modelli cosmologici hanno problemi a spiegare l'intera sequenza di Hubble perché formano le galassie ellittiche come risultato di fusioni di galassie con masse simili (Naab & Burkert 2003). Tuttavia, queste fusioni non riescono ad accordarsi con la formazione delle galassie a spirale, perché distruggono i dischi galattici. I dischi possono sopravvivere soltanto in fusioni con galassie di massa minore, le quali formano gli sferoidi classici osservati nelle galassie a spirale (a.e. Aguerri et al. 2001; Eliche-Moral et al. 2006). Al contrario, simulazioni numeriche con alti tassi di fusioni, come ci si aspetta negli scenari gerarchici, non riescono a spiegare l'esistenza di galassie con uno sferoide piccolo o addirittura prive di sferoide (Kautsch et al. 2006).

La classificazione delle galassie, in accordo con le dimensioni dei loro

sferoidi, è solitamente realizzata mediante la decomposizione del profilo di brillantezza superficiale visto come la somma del contributo dello sferoide e del disco (a.e. MacArthur et al. 2003; Allen et al. 2006; Méndez-Abreu et al. 2008). Uno sferoide è definito fotometricamente come la componente interna della galassia, la quale appare essere in eccesso su un disco esponenziale (Carollo et al. 1999). La sua brillantezza superficiale è di solito interpolata con un profilo di Sérsic con un ampio intervallo di valori per il parametro n . Gli sferoidi delle galassie poco avanzate (S0-Sa) sono interpolate con $n \sim 4$, mentre gli sferoidi più avanzati (Sb-Sc) hanno $n \sim 1$ (Andreadakis et al. 1995). Questo metodo è spesso forviante per le galassie a spirale molto avanzate (Sd-Sm) poiché sono caratterizzate da un'ampia varietà di profili di luce. Alcuni di loro mostrano un eccesso di luce centrale su scale spaziali di poche centinaia di parsec che potrebbe essere attribuito ad un ammasso nucleare (Böoker et al. 2003). Altre galassie ospitano uno pseudosferoide (Kormendy & Kennicutt 2004). Questa incertezza nell'identificazione dello sferoide può essere risolta combinando le proprietà fotometriche e cinematiche delle regioni più interne delle galassie a spirale di tipo molto avanzato. Infatti, Kormendy & Kennicutt (2004) danno una serie di indicazioni per distinguere sferoidi classici da pseudosferoidi. Più queste caratteristiche sono applicate più sicura sarà la classificazione.

Il campione di galassie del progetto è stato selezionato dalla *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), la quale è uno strumento unico per studi statistici sulle galassie. Il campione è stato limitato a galassie con $M_r \leq -18$ mag localizzate in un volume di ~ 100 Mpc di raggio. Le dispersioni di velocità centrali sono già disponibili per una frazione di queste galassie. Tuttavia, in base alla risoluzione spettrale della SDSS non sono disponibili le velocità centrali di dispersione per le galassie con $\sigma < 70 \text{ km s}^{-1}$ (Bernardi 2007). Con questa premessa il progetto mira a misurare la cinematica stellare centrale per queste galassie. Le immagini della SDSS forniscono l'opportunità di realizzare una dettagliata decomposizione fotometrica sferoide-disco come fatto in Méndez-Abreu et al. (2008), la quale fornisce tutte le informazioni riguardanti la distribuzione di luce dello sferoide. Dunque, le dispersioni di velocità centrali possono essere misurate all'interno dell'area dove lo sferoide domina sul disco sottostante. Il progetto punta ad essere una pietra miliare nella conoscenza delle proprietà degli sferoidi collocati alla fine della sequenza di Hubble.

Poiché le galassie in esame sono 4865 e non è possibile osservarle tutte in un ragionevole ammontare di tempo, sono state introdotte due limitazioni aggiuntive, non pregiudizievoli, per selezionare il campione finale. La prima limitazione riguarda il fatto che le galassie sono orientate casualmente,

Tabella 1.1: Galassie osservate dal Telescopio Nazionale Galileo per il programma AOT19/2009A.

Nome	$\alpha(J2000.0)$ [h]	$\delta(J2000.0)$ [°]	Nome alternativo
J104054.43+143202.4	10.6813	14.5298	...
J110158.99+451340.9	11.0331	45.2280	UGC 6103
J112139.74+112924.6	11.3610	11.4902	...
J113642.30+545045.7	11.6119	54.8297	IC 2943
J115243.42+014428.0	11.8785	01.7364	UGC 6854
J133253.11-011531.1	13.5481	-01.2598	CGCG 017-019
J143227.42+272538.7	14.5407	27.4108	IC 4452
J144425.40+415140.6	14.7404	41.8611	...
J160324.17+205328.4	16.0566	20.8908	NGC 6035
J164428.48+435904.3	16.7412	43.9845	...
J170128.21+634128.0	17.0245	63.6910	IC 1241

pertanto è stato deciso di derivare la distribuzione di galassie prive di sferoidi prendendo in esame solo un campione rappresentativo di oggetti a bassa inclinazione ($i < 25^\circ$). La seconda limitazione considera che il campione è costituito da galassie a disco. Vengono selezionate soltanto galassie con concentrazione di luce $C = R_{90}/R_{50} < 2.5$, dove $C = R_{90}/R_{50}$ è il rapporto dei raggi contenenti il 90% e il 50% del flusso petrosiano. Graham et al. (2005) hanno mostrato che $C \sim 2.5$ equivale a un parametro di Sérsic $n \leq 1.5$ tipico delle galassie a spirale di tipo avanzato. Il nuovo campione conta 329 galassie osservabili tra aprile e maggio. Il progetto si propone di ottenere la dispersione di velocità centrale di un sottocampione di galassie compatibile con il numero e il periodo delle notti assegnate. In Figura 1.4 sono mostrate le immagini di 30 galassie scelte per essere gli oggetti più vicini visibili tra aprile e maggio dal Telescopio Nazionale Galileo (La Palma, Isole Canarie) e per essere rappresentativi delle proprietà del campione (Figura 1.5). Nella Tabella 1.1 sono mostrate le proprietà delle 11 galassie estratte dal campione iniziale effettivamente osservate tra il 01 e 04 aprile 2009.

1.3 Scopo e schema della tesi

Lo scopo di questo lavoro di tesi consiste nell'analisi fotometrica e strutturale della galassia a spirale NGC 6035, al fine di derivare la forma intrinseca della

componente sferoidale.

La tesi è organizzata come segue:

Capitolo 1. Nella Sezione 1.1 di questo capitolo introduttivo sono descritte le tipologie in cui vengono contraddistinti gli sferoidi delle galassie a disco (sferoide classico, pseudosferoide, sferoide a scatola o a nocciolina). Nella Sezione 1.2 è presentato il programma di osservazione condotto con il Telescopio Nazionale Galileo per studiare il campione di galassie, da cui è stata selezionata la galassia analizzata in questa tesi. Lo schema e lo scopo della tesi sono discussi nella Sezione 1.3.

Capitolo 2. In questo capitolo sono presentate l'acquisizione e la riduzione dei dati fotometrici. Le proprietà principali della galassia a spirale NGC 6035 sono descritte nella Sezione 2.1. Nella Sezione 2.2 è presentato brevemente il lavoro di mappatura celeste della *Sloan Digitale Sky Survey* e gli archivi da cui è stata acquisita l'immagine del campo che contiene la galassia da analizzare. Nella Sezione 2.3 sono spiegate le procedure necessarie (estrazione, sottrazione del cielo, calibrazione in flusso e stima della funzione di allargamento) per preparare l'immagine per la decomposizione fotometrica descritta nel capitolo successivo.

Capitolo 3. In questo capitolo è presentato l'algoritmo GASP2D per la decomposizione fotometrica bidimensionale della distribuzione di brillantezza superficiale delle galassie. Nella Sezione 3.1 sono spiegati nel dettaglio le caratteristiche di questo metodo di decomposizione che permette di costruire un modello fotometrico delle galassie che si vogliono studiare. Nella Sezione 3.2 sono descritte le procedure per attuare la decomposizione fotometrica monodimensionale da cui si ricavano i valori iniziali necessari per l'algoritmo di decomposizione bidimensionale. Infine nella Sezione 3.3 è spiegata l'analisi fotometrica di NGC 6035 i cui risultati sono esposti nella Sezione 3.4.

Capitolo 4. In questo capitolo è discusso il metodo che permette di derivare la forma intrinseca dello sferoide delle galassie a disco. La Sezione 4.1 è strutturata per descrivere i ragionamenti geometrici e statistici alla base di questo metodo. Infatti sono introdotti i sistemi di riferimento dell'ellissoide che rappresenta lo sferoide e dell'osservatore e i due angoli caratteristici che limitano la forma intrinseca dello sferoide. Successivamente sono presentate le relazioni che correlano l'ellitticità equatoriale e lo schiacciamento intrinseco ai parametri strutturali

osservati e che legano insieme i rapporti assiali intrinseci dello sferoide. Nella Sezione 4.2 è indagata la forma intrinseca dello sferoide di NGC 6035 e le conclusioni finali sono mostrate nella Sezione 4.3.

Capitolo 2

Acquisizione e riduzione dei dati fotometrici

In questo capitolo sono presentate l'acquisizione e la riduzione dei dati fotometrici. Le proprietà principali della galassia a spirale NGC 6035 sono descritte nella Sezione 2.1. Nella Sezione 2.2 è presentato brevemente il lavoro di mappatura celeste della *Sloan Digitale Sky Survey* e gli archivi da cui è stata acquisita l'immagine del campo che contiene la galassia da analizzare. Nella Sezione 2.3 sono spiegate le procedure necessarie (estrazione, sottrazione del cielo, calibrazione in flusso e stima della funzione di allargamento) per preparare l'immagine per la decomposizione fotometrica descritta nel capitolo successivo.

2.1 Proprietà principali di NGC 6035

Nel campione finale di galassie osservate con il Telescopio Nazionale Galileo il soggetto più promettente per operare una soddisfacente decomposizione fotometrica risulta essere la galassia NGC 6035, una galassia a spirale di tipo avanzato classificata come SAB(rs)c nel *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies* (RC3, de Vaucouleurs et al. 1991). La galassia è vista quasi di faccia e i bracci di spirale sono ben definiti. Lo sferoide è piccolo in confronto al disco e si può distinguere la presenza di una debole barra da dove si ramificano i bracci di spirale. La galassia ha coordinate equatoriali $\alpha = 16^{\text{h}} 03^{\text{m}} 24.175^{\text{s}}$ ($J2000.0$) e $\delta = +20^{\circ} 53' 28.49''$ ($J2000.0$), quindi si trova nella regione dell'Ammasso del Serpente secondo il *Nearby Galaxies Catalogue* di Tully (1988).

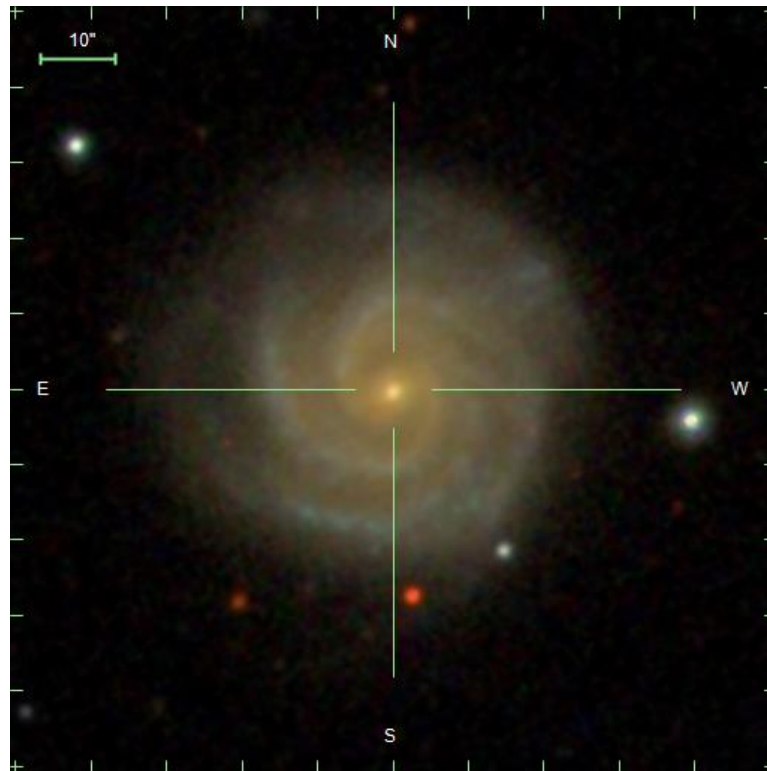


Figura 2.1: Immagine a falsi colori della galassia NGC 6035. La figura è stata presa dall'archivio della SDSS. Il campo dell'immagine è di $1.7 \text{ arcmin} \times 1.7 \text{ arcmin}$ con il nord in alto e l'est a sinistra.

Il valore della velocità di recessione riferita al *redshift* fornito dalla SDSS ($v_{\text{opt}} = 4762 \pm 29 \text{ km s}^{-1}$) discorda con quello tabulato nel catalogo RC3 ($v_{\text{opt}} = 2227 \pm 57 \text{ km s}^{-1}$). Entrambi i valori sono stati calcolati dall'analisi delle righe spettrali in ottico. Per appurare quale delle due misure sia corretta si è utilizzata la velocità di recessione calcolata a partire dall'analisi della riga a 21 cm dell'idrogeno neutro ($v_{\text{HI}} = 4757 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$, Freudling et al. 1992); si è quindi adottato il valore della velocità di recessione riferita alla radiazione cosmica di fondo fornito dalla SDSS ($v_{3\text{K}} = 4847 \pm 30 \text{ km s}^{-1}$) compatibile con la velocità misurata dallo spettro e corretta per i moti peculiari dell'osservatore e della galassia. Mediante la relazione di Hubble, con la costante di Hubble pari a $H_0 = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, è stata calcolata la distanza della galassia pari a 66.4 Mpc.

Il catalogo RC3 fornisce la magnitudine apparente nella banda ottica B

$m_B = 14.20$ mag e la corrispondente magnitudine corretta per estinzione interna, estinzione galattica e *redshift* $m_B^0 = 14.15$ mag. Dalla distanza della galassia si ottiene il modulo di distanza dall'equazione $m - M = 5 \log(d) - 5$ e quindi la magnitudine assoluta $M_B^0 = -19.96$ mag. I diametri maggiore D_{25} e minore d_{25} dell'isofota di brillantezza superficiale $\mu_B = 25$ mag arcsec⁻² danno una stima delle dimensioni della galassia. L'RC3 fornisce il valore $D_{25} \times d_{25} = 0.98 \times 0.85$ arcmin², che si traduce in 18.9×16.4 kpc².

2.2 Acquisizione dei dati fotometrici

L'immagine della galassia NGC 6035 è stata presa dagli archivi della *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS). La SDSS è una delle più ampie e influenti mappature del cielo nella storia dell'astronomia. Nei suoi primi otto anni di operato (SDSS-I, 2000-2005; SDSS-II, 2005-2008) ha mappato più di un quarto del cielo e creato un archivio contenente le immagini e gli spettri di più di 930000 galassie e di oltre 120000 quasar.

I dati della SDSS vengono messi a disposizione al pubblico attraverso annuali aggiornamenti, detti *Data Release* (DR). Nel Luglio 2008 è iniziata la terza campagna di mappatura celeste (SDSS-III) che si è conclusa nel 2014. In questo periodo sono stati pubblicati tre aggiornamenti: DR8 (Aihara et al. 2011a), DR9 (Ahn et al. 2012) e DR10 (Ahn et al. 2014). Attualmente è in corso la quarta indagine (SDSS-IV) che si concluderà nel 2020.

Il telescopio da 2.5 m di diametro presente all'Apache Point Observatory (Sunspot, New Mexico) mappa la volta celeste lungo circoli massimi e scansiona il cielo in fasce larghe 13.5 arcmin.

Le immagini pubblicate dalla DR8 soffrivano di alcuni importanti errori nella calibrazione astrometrica, come descritto in un articolo pubblicato brevemente dopo l'aggiornamento della DR8 (Aihara et al. 2011b). Questi problemi sono stati corretti per la DR9. È stato scelto pertanto di acquisire l'immagine della galassia dall'archivio della DR9 pubblicata nell'Agosto 2012.

Tutti i dati della DR9 sono catalogati nel *Catalog Archive Server* (CAS) e disponibili attraverso la piattaforma del *Science Archive Server*¹ (SAS). L'archivio include i *file .fits* dei campi di cielo mappati nelle bande fotometriche u , g , r , i e z . Tutte le immagini sono state accuratamente ridotte e calibrate e vi è stata applicata la sottrazione del cielo.

Tra le diverse immagini di cielo della galassia, è stata scelta quella in banda i per evidenziare la regione dello sferoide, ricca di stelle di Popolazio-

¹SAS è consultabile all'indirizzo <http://dr9.sdss3.org>

ne II. Si è optato di non considerare l'immagine in banda z per la miglior efficienza quantica del filtro in banda i rispetto a quello in banda z .

2.3 Riduzione dei dati fotometrici

L'immagine `.fits` messa a disposizione dalla DR9 comprende:

1° Strato: un'immagine del campo della galassia NGC 6035 di 2048×1489 pixel², calibrata in nanomaggies, sottratta del valore del cielo e corretta per *flat-field*, *bias*, raggi cosmici e *pixel* difettosi;

2° Strato: *flat-field* e un vettore di calibrazione che serve per riconvertire l'immagine da nanomaggies in conteggi;

3° Strato: l'immagine in conteggi del cielo, elaborata dal cielo globale durante l'osservazione;

4° Strato: parametri con informazioni astrometriche e fotometriche del campo acquisito.

La successiva analisi dei dati è stata svolta attraverso i programmi di riduzione di dati astronomici contenuti nell'*Image Reduction and Analysis Facility*² (IRAF) e mediante programmi specifici scritti in *Interactive Data Language*³ (IDL).

2.3.1 Estrazione dell'immagine

I campi delle immagini della SDSS coprono una vasta area di cielo, pari a 132.9 arcmin², quindi è necessario estrarre la porzione di immagine che contiene solo la galassia da analizzare; si riducono così le dimensioni del *file*, si minimizzano i tempi di calcolo richiesti dall'analisi fotometrica e si centra la galassia nel campo di vista. La nuova immagine ritagliata copre un quadrato di cielo di lato pari a 2.6 arcmin che corrisponde a quasi tre volte il diametro D_{25} . Questo garantisce che l'intera galassia sia compresa nel riquadro.

In aggiunta l'immagine viene ruotata in modo da orientare il nord verso il lato superiore dell'immagine e l'est verso il lato di sinistra.

²IRAF è distribuito dal *National Optical Astronomy Observatory* (NOAO) che è gestito dalla *Association of University for Research in Astronomy* (AURA) insieme alla *National Science Foundation* (NSF). È disponibile all'indirizzo <http://iraf.noao.edu/>

³IDL è distribuito da *ITT Visual Information Solution*. È disponibile all'indirizzo <http://www.itvis.com>

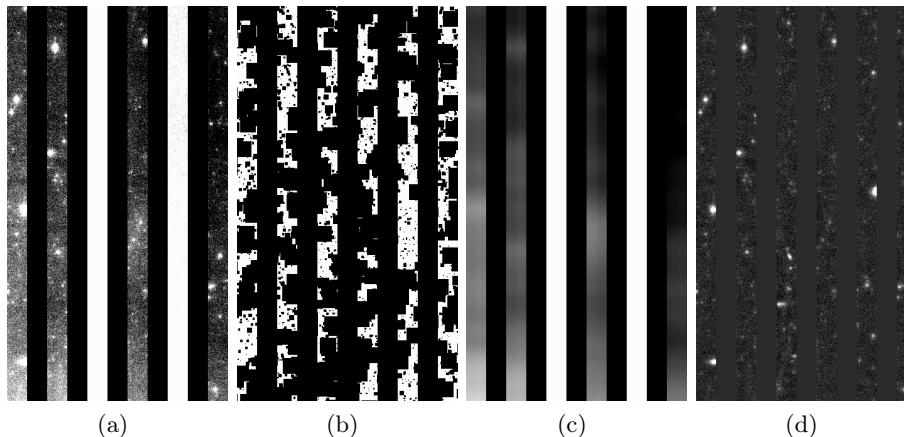


Figura 2.2: Fasi per la sottrazione del cielo operata dalla SDSS. (a) Immagine originale. (b) Maschera. (c) Modello di cielo. (d) Immagine con il cielo sottratto.

2.3.2 Sottrazione del cielo

Le immagini fornite dalla SDSS nella DR9 sono già ridotte per la sottrazione del cielo. La SDSS misura i valori di cielo dall'analisi del cielo globale, cioè dall'immagine dell'intera scansione di una fascia di cielo. Prima di tutto costruisce, per ogni banda fotometrica, una maschera basata sugli oggetti rilevati, ossia le galassie inserite nel catalogo RC3 e le stelle in *The Tycho-2 Catalogue* (Høg et al. 2000). Poi interpola l'intera scansione mascherata. Lungo ogni riga l'interpolazione è ad alta risoluzione (un punto ogni 8 pixel), mentre lungo la colonna, cioè lungo la direzione di scansione del cielo, gli è consentito di variare molto lentamente (un punto interpolato ogni 1361 pixel). Il risultato si dimostra piuttosto efficace per la sottrazione del cielo di fondo per oggetti di grandi dimensioni (Figura 2.2).

Nel *file* acquisito dalla DR9 è presente in un sottolivello un'immagine di 256×192 pixel² di cielo che include i dati necessari per convertirla nelle piene dimensioni del campo osservato.

Il livello del cielo è stimato operando una media sull'intera immagine di cielo, mentre l'errore da associargli è stato deciso di calcolarlo a partire dall'analisi dello scarto quadratico medio dell'immagine della galassia. Per far ciò ci si serve del comando `imexamine` di IRAF e si campionano una decina di aree di 5×5 pixel² distribuite su tutto il campo e prive di sorgenti luminose. Questa operazione restituisce lo scarto quadratico medio di ogni regione campionata. Dunque l'errore sul valore del cielo si ottiene effettuando

una media aritmetica di queste fluttuazioni. Il valore del cielo così calcolato nel caso di NGC 6035 è pari a $I_{\text{sky}} = 127.97 \pm 3.6$ conteggi.

2.3.3 Calibrazione in flusso

L'immagine del campo è già stata calibrata dalla SDSS. La calibrazione è stata effettuata in nanomaggies per pixel ($1 \text{ nmggi} = 3.631 \cdot 10^{-6} \text{ Jy} = 3.631 \cdot 10^{-29} \text{ erg cm}^{-2}$). Il vantaggio di questa calibrazione consiste nel fatto che una stella di luminosità 1 nanomaggies ha una magnitudine pari a 22.5 mag in ogni banda fotometrica. Questo si traduce in una semplificazione nel calcolo delle magnitudini, mediante la formula di Pogson (1856)

$$m = -2.5 \log I_{\text{nmggi}} + Z_{\text{cal}} \quad (2.1)$$

perché la costante di calibrazione $Z_{\text{cal}} = 22.5 \text{ mag}$, rimane sempre la stessa per ogni banda fotometrica. I_{nmggi} corrisponde alla luminosità in unità di nanomaggies.

Tuttavia l'analisi che si vuole effettuare sull'immagine richiede che essa sia espressa in conteggi. A tale scopo ci si serve del vettore di calibrazione fornito insieme all'immagine. Questo elemento è una matrice di $2048 \times 1 \text{ pixel}^2$ in unità di conteggi nanomaggies⁻¹, ma l'immagine di campo è grande $2048 \times 1489 \text{ pixel}^2$ ed è in unità di nanomaggies, quindi il vettore deve essere moltiplicato ad ogni riga dell'immagine.

Il vettore è utilizzato anche per ricalcolare le costanti di calibrazione

$$Z_{\text{mag}} = Z_{\text{cal}} - 2.5 \log(\text{calibvec}) \quad (2.2)$$

$$Z_{\mu} = Z_{\text{cal}} - 2.5 \log(\text{calibvec}) + 5 \log(\text{scala}) \quad (2.3)$$

necessarie alla conversione delle intensità in magnitudini e in brillantezza superficiale

$$m = -2.5 \log I_{\text{cont}} + Z_{\text{mag}} \quad (2.4)$$

$$\mu = -2.5 \log I_{\text{cont}} + Z_{\mu}, \quad (2.5)$$

dove *calibvec* è una media estratta dal vettore di calibrazione, I_{cont} corrisponde alla luminosità in unità di conteggi, mentre la scala del telescopio è pari a $0.3961 \text{ arcsec pixel}^{-1}$. Si ottengono così le costanti di calibrazione pari a $Z_{\text{mag}} = 27.86 \text{ mag}$ e $Z_{\mu} = 25.85 \text{ mag arcsec}^{-2}$.

2.3.4 Stima della funzione d'allargamento

La funzione d'allargamento (PSF, ossia *Point Spread Function*) descrive come la luce proveniente da una sorgente puntiforme venga distribuita sul piano focale del telescopio per l'azione della turbolenza atmosferica e per effetti strumentali. Nello specifico, la $PSF(x - x', y - y')$ descrive la probabilità che un fotone incida il rivelatore in un punto $P'(x', y')$ ad una distanza $\overline{PP'}$ dal punto $P(x, y)$ in cui sarebbe caduto in assenza di deviazioni.

La PSF ha una tipica forma a campana ed è caratterizzata dal valore della larghezza a metà altezza del suo profilo radiale (FWHM, ossia *Full Width at Half Maximum*). Per stimare la funzione di allargamento si esegue un'analisi del profilo radiale di luminosità di alcune stelle di campo brillanti, ma non sature, negli intorni della galassia. Il profilo radiale è ben descritto dalla legge di Moffat (Moffat 1969) e in questo caso la PSF viene assunta circolare

$$PSF(r) = \frac{\beta - 1}{\pi\alpha^2} \left(1 + \frac{r}{\alpha^2}\right)^{-\beta} \quad (2.6)$$

dove i parametri α e β definiscono la forma del profilo e sono legati alla larghezza a metà altezza dall'equazione $FWHM = 2\alpha\sqrt{2^{1/\beta} - 1}$.

La misura della $FWHM$ è stata eseguita con la procedura `imexamine` di IRAF applicata a una decina di stelle, la quale fornisce la $FWMH$ di ogni stella campionata e il corrispondente valore di β . Come valore di riferimento per la PSF dell'immagine si è preso il valor medio e come errore lo scarto quadratico medio dei valori misurati, ottenendo $FWHM = 2.4 \pm 0.1$ pixel che corrisponde a 0.95 ± 0.05 arcsec.

Capitolo 3

Decomposizione fotometrica

In questo capitolo è presentato l'algoritmo GASP2D per la decomposizione fotometrica bidimensionale della distribuzione di brillantezza superficiale delle galassie. Nella Sezione 3.1 sono spiegati nel dettaglio le caratteristiche di questo metodo di decomposizione che permette di costruire un modello fotometrico delle galassie che si vogliono studiare. Nella Sezione 3.2 sono descritte le procedure per attuare la decomposizione fotometrica monodimensionale da cui si ricavano i valori iniziali necessari per l'algoritmo di decomposizione bidimensionale. Infine nella Sezione 3.3 è spiegata l'analisi fotometrica di NGC 6035 i cui risultati sono esposti nella Sezione 3.4.

3.1 Metodo di decomposizione fotometrica

La decomposizione fotometrica bidimensionale presentata in questa tesi sfrutta l'algoritmo *Galaxy Surface Photometry 2 Dimensional Decomposition* (GASP2D) scritto in IDL da Méndez-Abreu et al. (2008, 2014). Questo algoritmo assume che la brillantezza superficiale della galassia sia la somma dei contributi delle componenti dello sferoide, del disco e della barra. Inoltre impone che lo sferoide, il disco e la barra siano caratterizzate da isofote ellittiche e concentriche: le ellitticità e gli angoli di posizione delle isofote dello sferoide e del disco sono assunte costanti, ma possono essere diverse tra queste due componenti; mentre le isofote della barra hanno ellitticità costante, sono concentriche a quelle dello sferoide e del disco, ma possono deviare dalla perfetta forma ellittica e avere un diverso angolo di posizione.

Siano (ξ, η, ζ) le coordinate cartesiane con origine nel centro della galassia. L'asse ξ punta verso la direzione nord, l'asse η punta verso la di-

reazione est, mentre l'asse ζ giace lungo la linea di vista nella direzione dell'osservatore. Il piano del cielo è confinato nel piano (ξ, η) .

La brillantezza superficiale dello sferoide è descritta dalla legge di Sérsic (1968)

$$I_b(\xi, \eta) = I_e 10^{-b_n[(r_b/r_e)^{1/n}-1]}, \quad (3.1)$$

dove r_e , I_e e n sono rispettivamente il raggio efficace, la brillantezza superficiale a r_e e il parametro di forma che descrive la curvatura del profilo di brillantezza superficiale. Quando $n = 4$ la legge $r^{1/n}$ diventa la legge di de Vaucouleurs (1948), mentre quando $n = 1$ si ottiene la legge esponenziale introdotta da Freeman (1970). Il valore di b_n è funzione di n in modo tale che metà della luminosità totale dello sferoide sia contenuta entro r_e e si può approssimare a $b_n = 0.868n - 0.142$ (Caon et al. 1993). Le isofote dello sferoide sono ellissi centrate su (ξ_0, η_0) con angolo di posizione PA_b costante ed ellitticità costante $\epsilon_b = 1 - q_b$, dove q_b è il rapporto tra i semiassi minore e maggiore delle isofote dello sferoide. Il raggio r_b è dato da

$$r_b = [(-(\xi - \xi_0) \sin PA_b + (\eta - \eta_0) \cos PA_b)^2 + ((\xi - \xi_0) \cos PA_b + (\eta - \eta_0) \sin PA_b)^2 / q_b^2]^{1/2}. \quad (3.2)$$

La brillantezza superficiale del disco è descritta dalla legge esponenziale (Freeman 1970)

$$I_d(\xi, \eta) = I_0 e^{-r_d/h}, \quad (3.3)$$

dove I_0 e h sono rispettivamente la brillantezza superficiale centrale e la lunghezza di scala del disco. Le isofote del disco sono ellissi centrate su (ξ_0, η_0) con angolo di posizione PA_d costante ed ellitticità costante $\epsilon_d = 1 - q_d$, dove q_d è il rapporto tra i semiassi minore e maggiore delle isofote del disco. Assumendo che il disco sia infinitamente sottile la sua inclinazione è $i = \arccos q_d$. Il raggio r_d è dato da

$$r_d = [(-(\xi - \xi_0) \sin PA_d + (\eta - \eta_0) \cos PA_d)^2 + ((\xi - \xi_0) \cos PA_d + (\eta - \eta_0) \sin PA_d)^2 / q_d^2]^{1/2}. \quad (3.4)$$

La brillantezza superficiale della barra può essere descritta da tre differenti leggi fotometriche, a seconda che il profilo di brillantezza superficiale della barra si assuma essere alla Ferrers, piatto oppure si presuma una barra ellittica. Se si assume che la barra sia un ellissoide di Ferrers (1877), allora il profilo di brillantezza superficiale è descritto dalla legge

$$I_{\text{bar}}^{\text{Ferrers}}(\xi, \eta) = I_{0,\text{bar}} \left[1 - \left(\frac{r_{\text{bar}}}{a_{\text{bar}}} \right)^2 \right]^{n_{\text{bar}}+0.5} \quad r_{\text{bar}} \leq a_{\text{bar}}, \quad (3.5)$$

dove $I_{0,\text{bar}}$, a_{bar} e n_{bar} rappresentano rispettivamente la brillantezza superficiale centrale, la lunghezza e il parametro di forma della barra.

Il profilo di brillantezza superficiale corrispondente ad una barra piatta è dato da

$$I_{\text{bar}}^{\text{flat}}(\xi, \eta) = I_{0,\text{bar}} \left[\frac{1}{1 + e^{\frac{r_{\text{bar}} - a_{\text{bar}}}{r_s}}} \right], \quad (3.6)$$

dove $I_{0,\text{bar}}$ e a_{bar} sono la brillantezza superficiale centrale e la lunghezza della barra, mentre r_s è la lunghezza di scala oltre la quale la brillantezza superficiale precipita (Prieto et al. 2001; Aguerri et al. 2005).

Il profilo di brillantezza superficiale delle barre ellittiche o alla Freeman è descritto da

$$I_{\text{bar}}^{\text{Freeman}}(\xi, \eta) = I_{0,\text{bar}} \sqrt{1 - \left(\frac{r_{\text{bar}}}{a_{\text{bar}}} \right)^2} \quad r_{\text{bar}} \leq a_{\text{bar}}, \quad (3.7)$$

dove $I_{0,\text{bar}}$ e a_{bar} sono rispettivamente la brillantezza superficiale centrale e la lunghezza della barra (Freeman 1966; Aguerri et al. 2005).

Infine il raggio r_{bar} è dato da

$$r_{\text{bar}} = \left[(-(\xi - \xi_0) \sin PA_{\text{bar}} + (\eta - \eta_0) \cos PA_{\text{bar}})^c + ((\xi - \xi_0) \cos PA_{\text{bar}} + (\eta - \eta_0) \sin PA_{\text{bar}})^c / q_{\text{bar}}^c \right]^{1/c}, \quad (3.8)$$

dove PA_{bar} e q_{bar} sono rispettivamente l'angolo di posizione e il rapporto assiale della barra, mentre c è un parametro che controlla la forma delle isofote della barra. Con $c = 2$ si hanno perfette ellissi, se $c > 2$ le isofote sono a scatola e se $c < 2$ le isofote hanno una forma a disco.

Per derivare le coordinate (ξ_0, η_0) del centro della galassia, i parametri fotometrici dello sferoide (I_e, r_e, n, PA_b e q_b), i parametri fotometrici del disco (I_0, h, PA_d e q_d) e i parametri fotometrici della barra ($I_{0,\text{bar}}, a_{\text{bar}}, n_{\text{bar}}$ oppure $I_{0,\text{bar}}, a_{\text{bar}}, r_s$ oppure $I_{0,\text{bar}}, a_{\text{bar}}$ insieme con c, PA_{bar} e q_{bar}), l'algoritmo interpola un modello della brillantezza superficiale $I_m(\xi, \eta) = I_b(\xi, \eta) + I_d(\xi, \eta) + I_{\text{bar}}(\xi, \eta)$ con l'immagine della galassia usando un metodo di minimizzazione dei quadrati non-lineare (Press et al. 1996) basato sul metodo di Levenberg-Marquardt (Moré et al. 1980).

Per ogni *pixel* (ξ, η) , i conteggi dei fotoni della galassia osservata $I_g(\xi, \eta)$ sono comparati con quelli predetti dal modello $I_m(\xi, \eta)$. Ogni *pixel* è ponderato in base alla varianza del totale dei conteggi di fotoni osservati dovuti al contributo sia della galassia $I_g(\xi, \eta)$ sia del cielo $I_s(\xi, \eta)$. Inoltre ogni *pixel* viene determinato assumendo anche la limitazione legata al rumore di lettura (RON, ossia *readout noise*) del rivelatore. Pertanto il χ^2 che deve essere

minimizzato può essere scritto come

$$\chi^2 = \sum_{\xi=1}^N \sum_{\eta=1}^M \frac{[I_m(\xi, \eta) - I_g(\xi, \eta)]^2}{I_g(\xi, \eta) + I_s(\xi, \eta) + \text{RON}^2}, \quad (3.9)$$

con ξ e η che variano sull'intera area di $N \times M$ pixel² dell'immagine.

Poiché l'immagine della galassia è affetta dagli effetti dovuti alla turbolenza atmosferica e/o alla configurazione strumentale adottata, durante la procedura di interpolazione il modello è convoluto con una PSF circolare bidimensionale, prima del calcolo del χ^2 . La convoluzione può essere effettuata sia nel dominio di Fourier usando l'algoritmo di *Fast Fourier Transform* (FFT) oppure calcolando l'integrale di convoluzione, mentre la PSF può essere assunta di tipo gaussiano o moffattiano.

La convergenza del modello è raggiunta quando il χ^2 ha un minimo e le relative variazioni tra un'iterazione e l'altra sono minori di 10^{-7} . Il modello della distribuzione di brillantezza superficiale della galassia, costruito usando i parametri così interpolati, è convoluto con la PSF adottata e infine è sottratto dall'immagine osservata per ottenere l'immagine dei residui. Per migliorare il raggiungimento del minimo vengono eseguite due iterazioni in più. In queste iterazioni, tutti i *pixel* o le regioni dell'immagini dei residui con valori maggiori rispetto a un limite fissato dall'utente sono rigettati. In pratica queste regioni vengono mascherate e l'interpolazione è ripetuta assumendo come valori iniziali per i parametri liberi i valori ottenuti dalla prima iterazione. Questo genere di maschere sono spesso utili quando le galassie hanno altre strutture prominenti differenti dallo sferoide, dal disco e dalla barra, come bracci di spirale, bande di polvere, anelli, ma anche stelle di campo, le quali possono influenzare i parametri da interpolare. In aggiunta lo stesso utente può fornire una maschera che sarà applicata prima del processo di interpolazione. Dopo tre iterazioni l'algoritmo converge e i parametri non variano.

3.2 Misura delle isofote

Poiché l'algoritmo di interpolazione è basato sulla minimizzazione del χ^2 , è importante adottare dei valori iniziali per i parametri liberi che siano i più vicini possibile ai valori reali. Pertanto vengono derivati i profili mediati sulle isofote di brillantezza superficiale, di ellitticità e di angolo di posizione della galassia, al fine di ottenere i valori iniziali eseguendo una decomposizione monodimensionale.

Le isofote della galassia sono interpolate con ellissi usando il comando `ellipse` di IRAF (Jedrzejewski 1987). Questa procedura permette di costruire una serie di isofote ellittiche partendo dai valori geometrici di un'isofota intermedia definita dai valori approssimativi delle coordinate (ξ_0, η_0) del centro, dell'ellitticità ϵ_0 , dell'angolo di posizione PA_0 e della lunghezza del semiasse maggiore a_0 . Il comando ha bisogno che vengano impostate le regole secondo cui l'interpolazione deve procedere. Si è deciso di non fissare il centro, l'ellitticità e l'angolo di posizione di ogni isofota. In più per avere il maggior numero di dati per la decomposizione monodimensionale si è scelto di incrementare la lunghezza del semiasse maggiore di ogni successiva isofota di 1 pixel alla volta. In questo modo ogni ellisse interpolante è univocamente determinata dalla lunghezza del suo semiasse maggiore, che è fissa e predefinita.

Prima di avviare la procedura di costruzione delle isofote ellittiche è necessario mascherare tutte le sorgenti di luce che non dipendono dalla galassia, ma anche quelle regioni della galassia che non seguono l'andamento di brillantezza superficiale dettato dallo sferoide, dal disco e dalla barra.

Il procedimento prevede di campionare prima le regioni esterne all'ellisse di riferimento fino ad una distanza limite dal centro della galassia, poi vengono interpolate le isofote interne fino al raggiungimento di 1 pixel di semiasse maggiore per l'isofota più centrale.

In generale le isofote non sono perfettamente ellittiche, ma è possibile parametrizzare le deviazioni dalla forma ellittica ricorrendo all'analisi di Fourier. In un sistema di riferimento polare (R, ϕ) la cui origine coincide con il centro dell'ellisse l'equazione dell'ellisse in coordinate polari è

$$R_{\text{ell}}(\phi) = a \sqrt{\frac{(1 - e^2)}{1 - e^2 \cos^2 \phi}}, \quad (3.10)$$

dove a è il semiasse maggiore ed $e = \sqrt{1 - \frac{b^2}{a^2}}$ è l'eccentricità. Per ogni angolo ϕ la differenza $\delta(\phi)$ tra la distanza dal centro dell'isofota del punto sull'ellisse e del punto sull'isofota può essere espansa con una serie di Fourier

$$\delta(\phi) = R_{\text{ell}}(\phi) - R_{\text{isof}}(\phi) = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(n\phi) + \sum_{n=1}^{\infty} B_n \sin(n\phi), \quad (3.11)$$

dove A_0 rappresenta la differenza media tra i raggi dell'ellisse e quelli dell'isofota, A_1 è la differenza tra l'ascissa del centro dell'ellisse e quella del centro dell'isofota, mentre B_1 rappresenta la differenza tra l'ordinata del centro

dell'ellisse e quella del centro dell'isofota; A_2 rappresenta la differenza di ellitticità e B_2 la differenza di angolo di posizione tra l'ellisse e l'isofota; infine le deviazioni dalla forma ellittica di ordine più basso e simmetriche rispetto ad entrambi gli assi sono descritte dal termine A_4 .

Durante l'interpolazione di una singola isofota l'algoritmo di **ellipse** procede verso la minimizzazione delle deviazioni dalla perfetta forma ellittica. Il processo termina quando la somma quadratica dei residui tra l'interpolazione dell'isofota e i dati è minore di una certa soglia stabilita dall'utente, oppure viene superato il limite massimo di iterazioni, o più di una data frazione di punti sono esclusi dall'interpolazione.

Al termine dell'intera procedura viene restituita una tabella che include per ogni isofota il suo semiasse maggiore, l'intensità integrata nell'area, il numero di *pixel* contenuti, l'ellitticità, l'angolo di posizione, nonché tutti i coefficienti dell'espansione di Fourier che descrivono le deviazioni dalla perfetta forma ellittica fino al sesto ordine.

Una volta ottenuto il profilo radiale di brillantezza superficiale mediato sulle isofote si procede con la decomposizione monodimensionale. Si inizia interpolando una legge esponenziale a grandi distanze dal centro, dove ci si aspetta che la distribuzione di luce sia dominata solo dal contributo del disco. La brillantezza superficiale centrale I_0 e la lunghezza di scala h del profilo esponenziale sono adottati come valori iniziali per la decomposizione bidimensionale.

Una volta sottratto il profilo esponenziale a piccoli raggi, il principale contributo al profilo di brillantezza superficiale restante si assume essere dato dalla distribuzione di luce dello sferoide. Questo viene interpolato con la legge di Sérsic facendo variare il parametro n da 0.5 a 6. Il raggio efficace r_e , la brillantezza superficiale efficace I_e e il parametro di Sérsic n che danno la migliore interpolazione sono presi come valori iniziali per la decomposizione bidimensionale.

Dagli andamenti radiali di ellitticità e posizione angolare delle isofote si può stimare ϵ_d e PA_d mediando i valori che contraddistinguono le regioni più esterne, mentre i valori di ϵ_b e PA_b sono stimati osservando i due profili al raggio efficace.

Quando una barra è presente in una galassia a disco, il profilo radiale di ellitticità mostra un incremento ripido nella regione della barra, seguito da un crollo nella regione di confine con il disco. Nel profilo di angolo di posizione, la presenza della barra è indicata da un valore costante nella regione della barra: questo valore viene preso come stima dell'angolo di posizione della barra PA_{bar} . Gli altri valori iniziali dei parametri fotometrici che descrivono la barra si stimano osservando il profilo di ellitticità. Il massimo del picco di ellitticità e la sua distanza dal centro sono assunti rispettivamente come

valore iniziale per l'ellitticità della barra ϵ_{bar} e come lunghezza della barra a_{bar} . La brillantezza superficiale centrale della barra $I_{0,\text{bar}}$ è stimata prendendo semplicemente il valore di brillantezza superficiale alla distanza pari a a_{bar} .

Finalmente i valori iniziali ipotizzati sono adottati per la procedura di minimizzazione del χ^2 , durante la quale tutti i parametri sono liberi di variare.

3.3 Decomposizione fotometrica di NGC 6035

Si vuole decomporre il profilo di brillantezza superficiale di NGC 6035 assumendolo come somma del contributo di uno sferoide, di un disco e di una barra (Figura 3.1). L'eccesso di luce nella regione centrale del profilo radiale di brillantezza è concentrato in pochi arcsec dal centro, suggerendo un valore del parametro di Sérsic $n < 2$. La regione del disco è influenzata marginalmente anche dal contributo dei bracci di spirale che si manifesta nel profilo radiale di ellitticità con numerosi picchi e pertanto per l'ellitticità del disco si è deciso di adottare un valore medio. I profili radiali di brillantezza superficiale e di angolo di posizione mostrano andamenti regolari fino ai 25 arcsec, oltre ai quali sono evidenti forti barre d'errore.

La galassia NGC 6035 presenta una barra debole che si manifesta con un picco nel profilo radiale di ellitticità e un leggero eccesso di luce nel profilo radiale di brillantezza superficiale, entrambi visibili alla stessa distanza dal centro $r = 5$ arcsec.

Per decomporre la barra della galassia NGC 6035 è stata assunta la legge di Ferrers perché si è mostrata la più efficiente.

Poiché, in questo caso, tutti i tentativi di ottenere un modello convergente lasciando i parametri della barra liberi di variare hanno portato a risultati non fisici, è stato necessario fissare manualmente i valori dei parametri corrispondenti alla barra, in modo che concordassero con i profili radiali monodimensionali di brillantezza superficiale, di ellitticità e di angolo di posizione.

I parametri strutturali della barra sono stati fissati a

$$\begin{aligned} \mu_{0,\text{bar}} &= 21.85 \text{ mag arcsec}^{-2} & a_{\text{bar}} &= 6.85 \text{ arcsec} & n_{\text{bar}} &= -0.47 \\ q_{\text{bar}} &= 0.37 & PA_{\text{bar}} &= 113^\circ & c &= 2. \end{aligned}$$

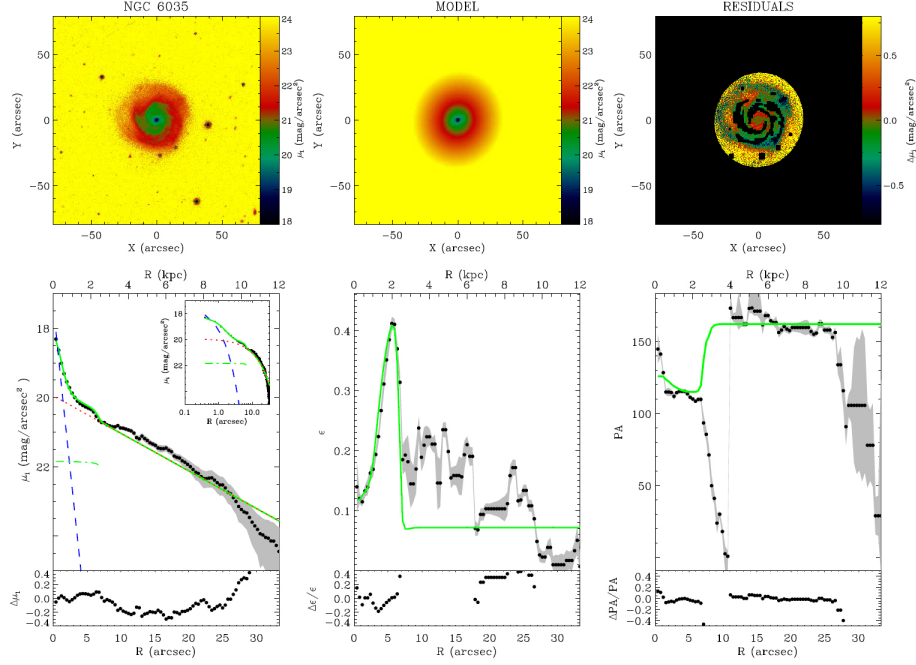


Figura 3.1: *In alto a sinistra*: immagine originale della galassia NGC 6035. *In alto al centro*: modello della galassia derivato dall’algoritmo di interpolazione GASP2D considerando come componenti uno sferoide, un disco e una barra. *In alto a destra*: immagine dei residui derivati dalla sottrazione del modello dall’immagine originale. *In basso a sinistra*: distribuzione di brillantezza superficiale della galassia mediata sulle isofote ellittiche (pallini neri). Le linee indicano il contributo delle differenti componenti derivato con GASP2D: linea tratteggiata blu per lo sferoide, linea tratto-punto verde per la barra, linea a puntini rossa per il disco. La linea continua verde indica il modello della distribuzione di brillantezza superficiale. Il riquadro in alto mostra un ingrandimento dell’interpolazione con una scala logaritmica per la distanza dal centro della galassia. *In basso al centro*: profilo radiale di ellipticit  delle isofote ellittiche della galassia (pallini neri) e il suo modello (linea continua verde). *In basso a destra*: profilo radiale di angolo di posizione delle isofote ellittiche della galassia (pallini neri) e il suo modello (linea continua verde).

3.4 Risultati

La decomposizione fotometrica parametrica bidimensionale ha fornito per lo sferoide

$$\begin{aligned} \mu_e &= 19.19 \pm 0.14 \text{ mag arcsec}^{-2} & r_e &= 0.95 \pm 0.03 \text{ arcsec} \\ n &= 1.03 \pm 0.02 & q_b &= 0.799 \pm 0.003 & PA_b &= 117.18^\circ \pm 0.29^\circ \end{aligned}$$

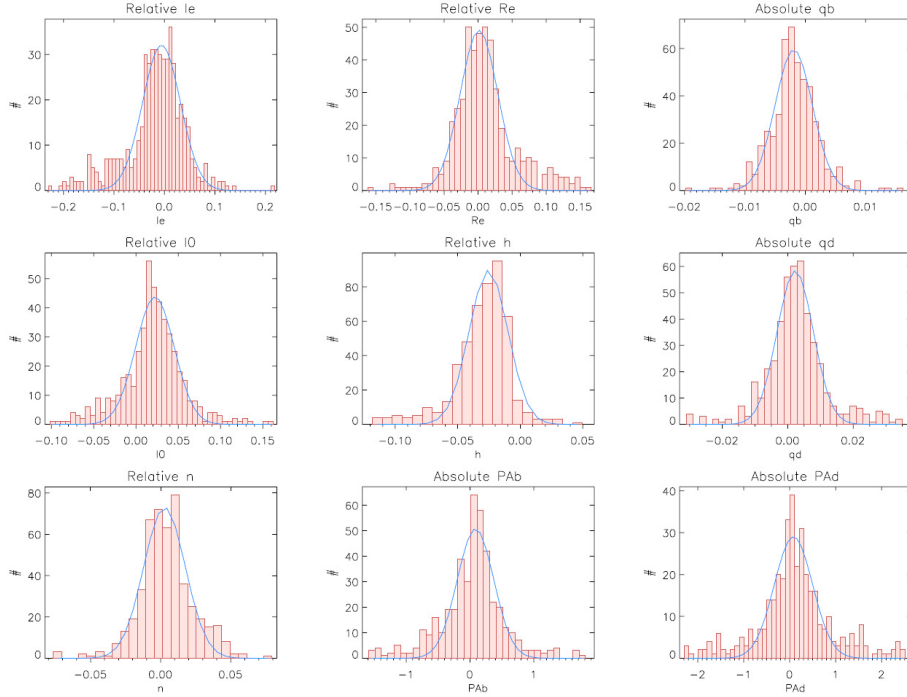


Figura 3.2: Istogrammi degli errori corrispondenti ai parametri strutturali dello sferoide e del disco per il campione di galassie artificiali con magnitudine nell'intervallo $13 < m_i < 14$. Tratto da Costantin (comunicazione privata).

e per il disco

$$\begin{aligned} \mu_0 &= 19.95 \pm 0.55 \text{ mag arcsec}^{-2} & h &= 9.99 \pm 0.20 \text{ arcsec} \\ q_d &= 0.928 \pm 0.006 & PA_d &= 162.14^\circ \pm 0.42^\circ. \end{aligned}$$

Gli errori formali che il programma di minimizzazione fornisce per le quantità sopraelencate sono una sottostima degli errori veri, pertanto si è reso necessario procedere attraverso l'analisi di una serie di simulazioni Monte Carlo (Costantin, comunicazione privata). In particolare, sono state generate 2050 immagini di galassie artificiali che possono essere descritte come somma di uno sferoide centrale che segue la legge $r^{1/n}$ e un disco che segue la legge esponenziale.

I parametri delle galassie artificiali sono stati scelti studiando il campione di galassie a disco già analizzato e descritto da Gadotti et al. (2009). Il campione conta quasi un migliaio di galassie a disco selezionate per avere *redshift* $0.02 \leq z \leq 0.07$ e rapporto assiale $b/a \geq 0.9$, che corrisponde a galassie

viste praticamente di faccia; inoltre sono state escluse dal campione le galassie poco massicce con masse minori di $10^{10} M_{\odot}$ e con asse maggiore $a < 4$ arcsec, che risultano troppo piccole e inadeguate per una decomposizione parametrica dettagliata.

Dal campione di Gadotti et al. (2009) sono state escluse le galassie barrate, quelle troppo avanzate e le galassie la cui magnitudine non rientrava nell'intervallo $10 < m_i < 14$. Delle rimanenti sono state analizzate come sono distribuiti i parametri nel campione e le correlazioni tra i parametri stessi. I valori dei parametri del campione delle galassie artificiali sono stati quindi generati casualmente, ma in modo che seguissero le stesse distribuzioni e rispettassero le più strette correlazioni trovate.

Le immagini sono state costruite simulando la configurazione strumentale adottata e tenendo conto delle caratteristiche del CCD ($RON = 16.413 e^-$, $gain = 6.565 e^- \text{ conteggi}^{-1}$), del livello del cielo ($I_{\text{sky}} = 185 \pm 5 \text{ conteggi}$) e convolvendole con una PSF di tipo moffattiano ($FWHM = 2.82 \text{ pixel}$, $\beta = 4.235$); inoltre le galassie sono state assunte tutte alla distanza media di 26.7 Mpc. Le immagini delle galassie artificiali sono state analizzate come se fossero vere effettuando la decomposizione parametrica per derivare i parametri strutturali. Gli errori sui parametri sono stati stimati confrontando i valori assunti per le galassie artificiali p_i e quelli misurati p_0 . Gli errori sono stati divisi in errori relativi per le quantità I_e , r_e , n , I_0 e h , ed in errori assoluti per i parametri q_b , PA_b , q_d e PA_d . Le distribuzioni sia degli errori relativi sia di quelli assoluti sono stati interpolati con una distribuzione normale dove la media e lo scarto quadratico medio corrispondenti sono stati assunti rispettivamente come errore sistematico ed errore casuale. L'analisi è stata fatta dividendo le galassie artificiali in 4 intervalli di magnitudine all'interno dell'intervallo considerato ($10 < m_i < 14$). Ai parametri strutturali di NGC 6035 ($m_i = 13.1 \text{ mag}$) sono stati associati gli errori trovati per le galassie di magnitudine $13 < m_i < 14$ (Figura 3.2).

Capitolo 4

Forma intrinseca dello sferoide

In questo capitolo è discusso il metodo che permette di derivare la forma intrinseca dello sferoide delle galassie a disco. La Sezione 4.1 è strutturata per descrivere i ragionamenti geometrici e statistici alla base di questo metodo. Infatti sono introdotti i sistemi di riferimento dell'ellissoide che rappresenta lo sferoide e dell'osservatore e i due angoli caratteristici che limitano la forma intrinseca dello sferoide. Successivamente sono presentate le relazioni che correlano l'ellitticità equatoriale e lo schiacciamento intrinseco ai parametri strutturali osservati e che legano insieme i rapporti assiali intrinseci dello sferoide. Nella Sezione 4.2 è indagata la forma intrinseca dello sferoide di NGC 6035 e le conclusioni finali sono mostrate nella Sezione 4.3.

4.1 Metodo per la determinazione della forma intrinseca dello sferoide

La conoscenza della forma intrinseca delle componenti di una galassia è un'importante informazione per comprendere i fenomeni che guidano la sua formazione ed evoluzione.

Si utilizza in questa tesi il metodo presentato da Méndez-Abreu et al. (2008, 2010), che permette di derivare la forma intrinseca degli sferoidi dall'analisi statistica basata su relazioni analitiche tra le forme osservate e intrinseche degli sferoidi e dei rispettivi dischi. Si assume che lo sferoide sia un ellissoide triassiale e il disco sia circolare, infinitamente sottile e giaccia sul piano equatoriale dello sferoide. Lo sferoide e il disco condividono lo stesso centro e lo stesso asse polare, pertanto l'inclinazione dell'asse polare e l'angolo di posizione della linea dei nodi sono direttamente derivati rispettivamente dall'ellitticità e dall'orientazione del disco.

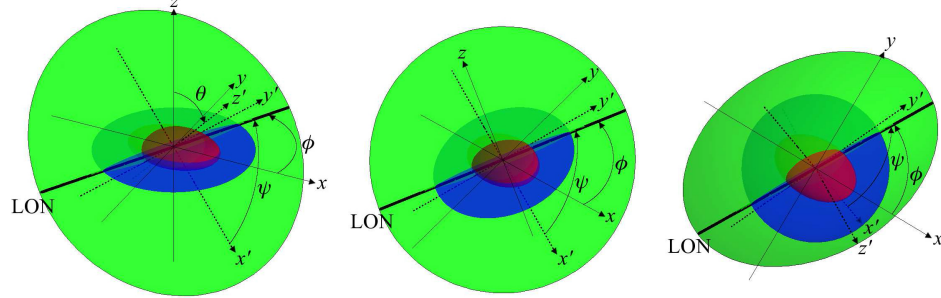


Figura 4.1: Vista schematica della geometria degli ellissoidi. L'ellissoide dello sferoide, il piano del disco e il piano del cielo sono mostrati rispettivamente in rosso, in blu e in verde. Il sistema di riferimento dell'ellissoide, il sistema di riferimento dell'osservatore e la linea dei nodi sono raffigurati rispettivamente con linee sottili, con linee tratteggiate e con una linea spessa. L'ellissoide dello sferoide è mostrato come se visto da un'angolazione arbitraria (*a sinistra*), lungo la linea di vista (*al centro*) e lungo l'asse polare (*a destra*). Tratto da Méndez-Abreu et al. (2010).

4.1.1 Formalismo geometrico

Introduciamo ora due sistemi di riferimento utili per descrivere e legare la forma intrinseca e la forma osservata dello sferoide.

Sia (x, y, z) un sistema di coordinate cartesiane con origine nel centro galattico, l'asse x e l'asse y corrispondono ai principali assi equatoriali dello sferoide mentre l'asse z identifica l'asse polare dello sferoide e del disco. Siano A, B e C i semiassi dell'ellissoide, allora la corrispondente equazione dello sferoide in questo sistema di riferimento è data da

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} + \frac{z^2}{C^2} = 1. \quad (4.1)$$

Sia adesso (x', y', z') il sistema di coordinate cartesiane dell'osservatore. Ha origine nel centro galattico, l'asse z' giace lungo la linea di vista e punta verso la galassia, infine il piano (x', y') corrisponde al piano del cielo. La proiezione del disco sul piano del cielo è un'ellisse il cui asse maggiore identifica la linea dei nodi. L'angolo θ tra l'asse z e l'asse z' corrisponde all'inclinazione dell'ellissoide dello sferoide e può essere derivato come $\theta = \arccos q_d$, dove q_d è il rapporto assiale osservato del disco. Sia ϕ ($0 \leq \phi \leq \pi/2$) l'angolo tra l'asse x e la linea dei nodi misurato sul piano equatoriale dello sferoide (x, y) . Infine si definisce ψ ($0 \leq \psi \leq \pi/2$) come l'angolo tra l'asse x' e la

linea dei nodi misurato sul piano del cielo (x', y') , ma è sempre possibile scegliere l'asse x' coincidente con la linea dei nodi in modo tale che $\psi = 0$.

Gli angoli θ , ϕ e ψ sono i tre angoli di Eulero che legano il sistema di riferimento (x, y, z) dell'ellissoide con il sistema di riferimento (x', y', z') dell'osservatore. Applicando due rotazioni all'Equazione 4.1 è possibile derivare l'equazione dell'ellissoide dello sferoide nel sistema di riferimento dell'osservatore, che corrisponderà all'equazione dell'ellisse ottenuta dalla proiezione dell'ellissoide sul piano del cielo (Simonneau et al. 1998). Allora è possibile identificare su questa ellisse la posizione dei suoi assi di simmetria x_e e y_e e le lunghezze a e b dei corrispondenti semiassi. L'asse x_e forma un angolo δ con la linea dei nodi corrispondente all'asse x' . È sempre possibile scegliere $0 \leq \delta \leq \pi/2$ in modo tale che a possa essere sia l'asse maggiore che quello minore. Nel caso specifico di NGC 6035 a corrisponde al semiasse maggiore dello sferoide, mentre b a quello minore.

Dalle precedenti considerazioni, le equazioni che correlano la lunghezza dei semiassi dell'ellisse proiettata con la lunghezza dei semiassi dell'ellissoide intrinseco sono date da

$$a^2 b^2 = A^2 C^2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi + B^2 C^2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi + A^2 B^2 \cos^2 \theta, \quad (4.2)$$

$$a^2 + b^2 = A^2 (\cos^2 \phi + \cos^2 \theta \sin^2 \phi) + B^2 (\sin^2 \phi + \cos^2 \theta \cos^2 \phi) + C^2 \sin^2 \theta, \quad (4.3)$$

$$\tan 2\delta = \frac{(B^2 - A^2) \cos \theta \sin 2\phi}{A^2 (\cos^2 \theta \sin^2 \phi - \cos^2 \phi) + B^2 (\cos^2 \theta \cos^2 \phi - \sin^2 \phi) + C^2 \sin^2 \theta}. \quad (4.4)$$

Si considera ora il problema della deproiezione dell'ellissoide dello sferoide. Seguendo il lavoro di Simonneau et al. (1998) si possono esprimere le lunghezze dei semiassi (A, B, C) dello sferoide come funzione delle lunghezze dei semiassi (a, b) dell'ellisse proiettata e dell'angolo δ .

Innanzitutto si definisce la quantità

$$K^2 = \frac{a^2 + b^2}{2} [1 + e \cos 2\delta] = \frac{A^2 + b^2}{2} [1 + E \cos 2\phi], \quad (4.5)$$

dove

$$e = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \quad \text{ed} \quad E = \frac{A^2 - B^2}{A^2 + B^2}. \quad (4.6)$$

Con questa notazione si possono riscrivere le equazioni per i semiassi

dello sferoide nella forma

$$A^2 = K^2 \left(1 + \frac{e \sin 2\delta}{1 + e \cos 2\delta} \frac{\tan \phi}{\cos \theta} \right), \quad (4.7)$$

$$B^2 = K^2 \left(1 - \frac{e \sin 2\delta}{1 + e \cos 2\delta} \frac{\cot \phi}{\cos \theta} \right), \quad (4.8)$$

$$C^2 = K^2 \left(1 - \frac{2e \cos 2\delta}{\sin^2 \theta (1 + e \cos 2\delta)} + \frac{2e \cos \theta \sin 2\delta}{\sin^2 \theta (1 + e \cos 2\delta)} \cot 2\phi \right). \quad (4.9)$$

I valori di a , b , δ e θ possono essere direttamente ottenuti dalle osservazioni, ma la relazione tra le variabili intrinseche e quelle proiettate dipende dall'angolo ϕ , il quale è l'incognita del problema. Pertanto, l'unico modo per poter procedere è solamente attraverso un'analisi statistica.

4.1.2 Angoli caratteristici

Il valore dell'angolo ϕ può essere limitato da condizioni fisiche. Si introducono alcuni angoli caratteristici che circoscrivono l'intervallo di valori che può assumere ϕ .

B^2 è positivo solo per $\phi > \phi_B$, dove ϕ_B è definito, ponendo $B^2 = 0$ nell'Equazione 4.8, come

$$\phi_B = \arctan \left(\frac{e \sin 2\delta}{\cos \theta (1 + e \cos 2\delta)} \right). \quad (4.10)$$

Allo stesso modo C^2 è positivo solo per $\phi < \phi_C$, dove ϕ_C è definito, ponendo $C^2 = 0$ nell'Equazione 4.9, come

$$\phi_C = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2e \sin 2\delta \cos \theta}{e \cos 2\delta (1 + \cos^2 \theta) - \sin^2 \theta} \right). \quad (4.11)$$

Gli unici valori che ϕ può assumere sono quelli nell'intervallo $\phi_B \leq \phi \leq \phi_C$. Per lo sferoide di NGC 6035 si ha $\phi_B = 13^\circ$ e $\phi_C = 54^\circ$.

4.1.3 Ellitticità equatoriale dello sferoide

Il rapporto assiale B/A permette di definire l'ellitticità equatoriale dello sferoide, però per comodità ridefiniamo l'ellitticità dello sferoide come

$$Z = \frac{B^2}{A^2} = \frac{\tan(\phi - \phi_B)}{\tan \phi} = 1 - \frac{2 \sin \phi_B}{\sin \phi_B + \sin(2\phi - \phi_B)}. \quad (4.12)$$

Per $\phi = \phi_B$ si ha $Z = 0$, mentre per $\phi = \phi_C$ si ha il valore limite $Z_C = Z(\phi_C)$. Infine Z raggiunge un massimo dato da

$$Z_M = \frac{1 - \sin \phi_B}{1 + \sin \phi_B} \quad (4.13)$$

$$\text{quando } \phi = \phi_M = \frac{\pi}{4} + \frac{\phi_B}{2}. \quad (4.14)$$

Se $\phi_C < \phi_M$ il valore di Z cresce monotonicamente da $Z(\phi_B) = 0$ a Z_C , non raggiungendo Z_M . Mentre se $\phi_C > \phi_M$ allora Z cresce da $Z(\phi_B)$ a Z_M e poi decresce da Z_M a Z_C . Poiché per lo sferoide di NGC 6035 $\phi_M = 52^\circ$ allora ci si può limitare ad analizzare solo il secondo caso.

Quando $\phi_C > \phi_M$, per $0 \leq Z \leq Z_C$ c'è solo un possibile valore di ϕ per ogni valore di Z , mentre per ogni valore di Z tale che $Z_C \leq Z \leq Z_M$ ci sono due valori di ϕ .

Si può pertanto ottenere una statistica soddisfacente definendo la probabilità di avere un'ellitticità equatoriale Z come

$$P(Z) = \begin{cases} \frac{1}{\phi_C - \phi_B} \frac{\sin \phi_B}{(1-Z)\sqrt{(1-Z)^2 - \sin^2 \phi_B(1+Z)^2}} & 0 \leq Z \leq Z_C \\ \frac{2}{\phi_C - \phi_B} \frac{\sin \phi_B}{(1-Z)\sqrt{(1-Z)^2 - \sin^2 \phi_B(1+Z)^2}} & Z_C \leq Z \leq Z_M. \end{cases} \quad (4.15)$$

4.1.4 Schiacciamento intrinseco dello sferoide

Il rapporto assiale C/A descrive lo schiacciamento intrinseco di un ellissoide triassiale nella condizione $A \geq B \geq C$. Poiché non ci sono limitazioni alle lunghezze A , B e C , conviene ridefinire lo schiacciamento come

$$F(\phi) = \frac{C^2}{R^2} = \frac{2C^2}{A^2 + B^2}, \quad (4.16)$$

usando la lunghezza C del semiasse polare e il raggio equatoriale medio R . Risulta infine

$$F(\phi) = F_\theta \frac{\cot 2\phi - \cot 2\phi_C}{\cot \phi_B - \cot 2\phi} = F_\theta \frac{\sin \phi_B}{\sin 2\phi_C} \frac{\sin(2\phi_C - 2\phi)}{\sin(2\phi - \phi_B)}, \quad (4.17)$$

dove $F_\theta = 2 \cos^2 \theta / \sin^2 \theta$ tiene conto dell'inclinazione.

Poiché $dF(\phi)/d\phi < 0$, la funzione $F(\phi)$ è monotona decrescente con un massimo F_M a $\phi = \phi_B$, mentre a $\phi = \phi_C$ si annulla.

Se $F_M < 1$, l'ellissoide triassiale può essere parzialmente o completamente oblatato. Per $F_M > 1$, l'ellissoide triassiale può essere anche parzialmente prolato e in casi estremi anche completamente prolato.

Si può ottenere un'analisi statistica soddisfacente definendo la probabilità $P(F)$ di avere uno schiacciamento F come

$$P(F) = k_0 \frac{1}{A_0 F^2 + B_0 F + C_0}, \quad (4.18)$$

dove

$$k_0 = \frac{\cos^2 \theta \sin(2\phi_C - \phi_B)}{\sin^2 \theta (\phi_C - \phi_B) \sin 2\phi_C \sin \phi_B}, \quad (4.19)$$

$$A_0 = \frac{1}{\sin^2 \phi_B}, \quad (4.20)$$

$$B_0 = \frac{4 \cos^2 \theta \cos(2\phi_C - \phi_B)}{\sin^2 \theta \sin 2\phi_C \sin \phi_B}, \quad (4.21)$$

$$C_0 = \frac{4 \cos^4 \theta}{\sin^4 \theta \sin^2 2\phi_C}. \quad (4.22)$$

Le costanti k_0 , A_0 e C_0 sono sempre positive, invece $B_0 > 0$ per $\phi_C < \phi_M$ e $B_0 < 0$ per $\phi_C > \phi_M$. In particolare, se $B_0 < 0$ la funzione di probabilità $P(F)$ ha un picco al valore più probabile

$$F_{MP} = -\frac{1}{2} \frac{A_0}{B_0} \quad (4.23)$$

e poi decresce rapidamente a

$$P(0) = \frac{k_0}{C_0} \quad (4.24)$$

e a zero rispettivamente per $F < F_{MP}$ e $F > F_{MP}$.

4.1.5 Forma intrinseca dello sferoide

Le distribuzioni di ellitticità equatoriale e di schiacciamento intrinseco appena analizzate possono essere correlate tra loro dall'equazione

$$\sqrt{E^2 - \sin^2 \phi_B} = \frac{\frac{F}{F_\theta} \sin 2\phi_C + \sin \phi_B \cos(2\phi_C - \phi_B)}{\sin(2\phi_C - \phi_B)}, \quad (4.25)$$

che limita la forma intrinseca di uno sferoide osservato avvalendosi degli angoli caratteristici, ϕ_B e ϕ_C , i quali dipendono soltanto dai valori misurabili

di a , b , δ e θ . La relazione può essere riscritta come funzione dei rapporti assiali B/A e C/A

$$\frac{2 \sin 2\phi_C}{F_\theta} \frac{C^2}{A^2} = \sin(2\phi_C - \phi_B) \sqrt{\left(1 - \frac{B^2}{A^2}\right)^2 - \sin^2 \phi_B \left(1 + \frac{B^2}{A^2}\right)^2} - \sin \phi_B \cos(2\phi_C - \phi_B) \left(1 + \frac{B^2}{A^2}\right)^2. \quad (4.26)$$

Poiché B/A e C/A sono entrambe funzioni della stessa variabile ϕ , le loro probabilità sono equivalenti, cioè per un dato valore di B/A con probabilità $P(B/A)$, il corrispondente valore di C/A , calcolato con l'equazione qui sopra, ha una probabilità $P(C/A) = P(B/A)$. Questo permette di ottenere l'intervallo dei possibili valori di B/A e C/A per uno sferoide osservato e limitare la sua forma intrinseca più probabile adottando le probabilità $P(Z)$ e $P(F)$.

4.2 Forma intrinseca dello sferoide di NGC 6035

La forma intrinseca dello sferoide della galassia a disco NGC 6035 è stata indagata attraverso una serie di simulazioni Monte Carlo. Sono state generate 4000 configurazioni casuali dei parametri strutturali di angolo di posizione e di rapporto assiale dello sferoide e del disco, i cui valori sono assunti avere distribuzione normale con media e scarto quadratico pari ai valori ottenuti dalla decomposizione parametrica bidimensionale (Sezione 3.4).

Poiché l'ellitticità equatoriale $Z(\phi)$ e lo schiacciamento intrinseco $F(\phi)$ sono funzioni di ϕ , vengono generati casualmente 10000 valori di ϕ nell'intervallo tra ϕ_B e ϕ_C per ogni configurazione e derivati le corrispondenti distribuzioni di B/A e C/A in accordo con la loro distribuzione di probabilità.

Infine viene generato l'istogramma che descrive la distribuzione di probabilità dei rapporti assiali B/A e C/A , realizzato come media statistica degli istogrammi di ogni configurazione.

4.3 Risultati e conclusioni

Per lo sferoide della galassia NGC 6035, le simulazioni forniscono i valori di mediana

$$B/A = 0.69_{-0.13}^{+0.06} \quad C/A = 1.05_{-0.23}^{+0.24},$$

dove le incertezze racchiudono il 68.3% della probabilità integrata. L'andamento dei rapporti assiali dello sferoide di NGC 6035 è visibile in Figura 4.2.

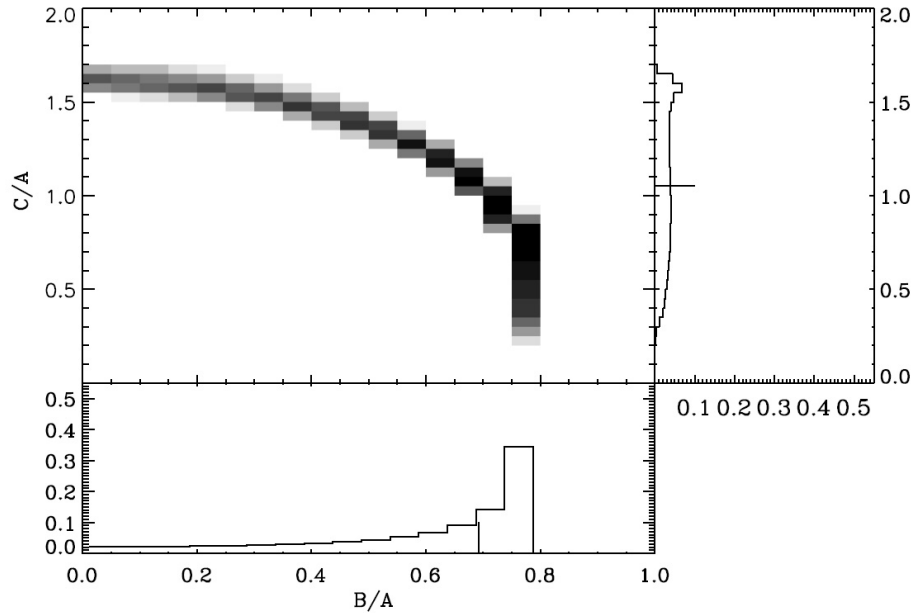


Figura 4.2: Distribuzione dei rapporti assiali dello sferoide di NGC 6035. I segmenti all'interno degli istogrammi indicano il valore della mediana dei valori di B/A (*in basso*) e C/A (*a destra*).

Da questo risultato si potrebbe concludere che lo sferoide abbia una forma intrinseca particolare, rappresentata da un ellissoide oblato il cui asse minore giace sul piano equatoriale. Tuttavia bisogna mettere in evidenza che, per quanto la distribuzione del rapporto assiale B/A mostri un andamento piccato verso il valore più probabile e che quindi la sezione equatoriale dello sferoide sia ellittica, la distribuzione del rapporto assiale C/A invece mostra un andamento quasi uniforme. In altre parole, all'interno dell'intervallo tra 0.28 e 1.66 che racchiude il 99% della probabilità integrata non c'è un valore di C/A evidentemente più probabile. Questo è dovuto al fatto che la galassia è vista troppo di faccia e non è possibile derivare lo schiacciamento intrinseco con certezza piena.

In conclusione, la galassia NGC 6035 ha una barra debole fotometricamente distinta dallo sferoide. Le due componenti hanno un diverso rapporto assiale sul piano del disco e quindi non sono l'estensione l'uno dell'altra. Per questi motivi non c'è ragione di credere che la galassia ospiti uno sferoide a scatola o a nocciolina. Sulla base dei soli risultati forniti dalla decomposizione fotometrica, in cui emerge che la brillantezza superficiale dello sferoide

è descritta da un profilo esponenziale con un rapporto $B/T \sim 0.03$, si potrebbe ritenere che lo sferoide sia uno pseudosferoide. Tuttavia lo studio della forma intrinseca rivela una forma diversa da quella schiacciata a sezione circolare tipica dei dischi, a cui gli pseudosferoidi sono simili; i risultati mostrano un'ellitticità equatoriale $B/A < 1$ che suggerisce che lo sferoide di NGC 6035 abbia una forma non assisimmetrica e pertanto che si tratti di uno sferoide classico.

Bibliografia

- Aguerri J. A. L., Balcells M., Peletier R. F., 2001, *A&A*, 367, 428
- Aguerri J. A. L., Iglesias-Páramo J., Vílchez J. M., Muñoz-Tuñón C., Sánchez-Janssen R., 2005, *AJ*, 130, 475
- Ahn C. P. et al., 2012, *ApJS*, 203, 21
- Ahn C. P. et al., 2014, *ApJS*, 211, 17
- Aihara H. et al., 2011a, *ApJS*, 195, 29
- Aihara H. et al., 2011b, *ApJS*, 195, 26
- Allen P. et al., 2006, *MNRAS*, 371, 2
- Andredakis Y. C., Peletier R. F., Balcells M., 1995, *MNRAS*, 275, 874
- Athanassoula E., 2005, *MNRAS*, 358, 1477
- Athanassoula E., Misiriotis A., 2002, *MNRAS*, 330, 35
- Bernardi M., 2007, *AJ*, 133, 1954
- Binney J., 1978, *MNRAS*, 183, 501
- Böker T., Stanek R., van der Marel R. P., 2003, *AJ*, 125, 1073
- Caon N., Capaccioli M., D'Onofrio M., 1993, *MNRAS*, 256, 1
- Carollo C. M., 1999, *ApJ*, 253, 566
- Carollo C. M., Stiavelli M., de Zeeuw P. T., Mack J., 1997, *AJ*, 114, 2366
- Carollo C. M., Stiavelli M., 1998, *AJ*, 115, 2306
- Carollo C. M., Stiavelli M., Mack J., 1998, *AJ*, 116, 68
- Courteau S., de Jong R. S., Broeils A. H., 1996, *ApJ*, 457, L73
- Davies R. L., Efstathiou G., Fall S. M., Illingworth G., Schechter P. L., 1983, *ApJ*, 266, 41
- de Vaucouleurs G., 1948, *AnAp*, 11, 247
- de Vaucouleurs G., de Vaucouleurs A., Corwin H. G., Jr., Buta R. J., Pa-

- turel G., Fouqué P., 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*. Springer, New York, NY
- Debattista V. P., Carollo C. M., Mayer L., Moore B., 2005, *ApJ*, 628, 678
- Eliche-Moral M. C., Balcells M., Aguerri J. A. L., González-García A. C., 2006, *A&A*, 457, 91
- Erwin P., Debattista V. P., 2013, *MNRAS*, 431, 3060
- Erwin P. et al., 2015, *MNRAS*, 446, 4039
- Faber S. M., Jackson R. E., 1976, *ApJ*, 204, 668
- Ferrers N. M., 1877, *Quart. J. Pure and Appl. Math.*, 14, 1
- Fisher D. B., Drory N., 2008, *AJ*, 136, 773
- Fisher D. B., Drory N., 2015, in Laurikainen E., Peteliet R. F., Gadotti D. A., eds, *Galactic Bulges*. Springer, New York, NY, in stampa
- Freeman K. C., 1966, *MNRAS*, 133, 47
- Freeman K. C., 1970, *ApJ*, 160, 811
- Freudling W., Haynes M. P., Giovanelli R., 1992, *ApJS*, 79, 157
- Gadotti D. A., 2009, *MNRAS*, 393, 1531
- Graham A. W., Driver S. P., Petrosian V., Conselice C. J., Bershadsky M. A., Crawford S. M., Goto T., 2005, *AJ*, 130, 1535
- Høg E. et al., 2000, *A&A*, 355, L27
- Hubble E. P., 1926, *ApJ*, 64, 321
- Illingworth G., 1977, *ApJ*, 218, L43
- Jedrzejewski R. I., 1987, *MNRAS*, 226, 747
- Kautsch S. J., Grebel E. K., Barazza F. D., Gallagher J. S., III, 2006, *A&A*, 445, 765
- Kormendy J., Djorgovski S., 1989, *ARA&A*, 27, 235
- Kormendy J., Kennicutt R. C., 2004, *ARA&A*, 42, 603
- Laurikainen E., Salo H., 2015, in Laurikainen E., Peteliet R. F., Gadotti D. A., eds, *Galactic Bulges*. Springer, New York, NY, in stampa (arXiv:1505.00590)
- Lütticke R., Dettmar R., Pohlen M., 2000, *A&AS*, 145, 405
- MacArthur L. A., Courteau S. & Holtzman J. A., 2003, *ApJ*, 582, 689
- Méndez-Abreu J., Aguerri J. A. L., Corsini E. M., Simonneau E., 2008, *A&A*,

478, 353

Méndez-Abreu J., Corsini E. M., Debattista V. P., De Rijcke S., Aguerri J. A. L., Pizzella A., 2008, *ApJ*, 679, L73

Méndez-Abreu J., Simonneau E., Aguerri J. A. L., Corsini E. M., 2010, *A&A*, 521, A71

Méndez-Abreu J., Debattista V. P., Corsini E. M., Aguerri J. A. L., 2014, *A&A*, 572, A25

Moffat A. F. J., 1969, *A&A*, 3, 455

Moré J. J., Garbow B. S., Hillstom K. E., 1980, User guide for MINPACK-1. Argonne National Laboratory Report ANL-80-74, Argonne, IL

Naab T., Burkert A., 2003, *ApJ*, 597, 893

Peletier R. F., Balcells M., Davies R. L., Andredakis Y., Vazdekis A., Burkert A., Prada F., 1999, *MNRAS*, 310, 703

Pogson N., 1856, *MNRAS*, 17, 12

Press W. H., Teukolsky S. A., Vetterling W. T., Flannery B. P., 1996, *Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge, UK

Prieto M., Aguerri J. A. L., Varela A. M., Muñoz-Tuñón C., 2001, *A&A*, 367, 405

Rejkuba M., Dubath P., Minniti D., Meylan G., 2007, *A&A*, 469, 147

Renzini A., 1999, in Carollo C. M., Ferguson H. C., Wyse R. F. G., eds, *The Formation of Galactic Bulges*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, p.9

Sandage A., 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies*. Carnegie Institution of Washington, Washington, DC

Sérsic J. L., 1968, *Atlas de Galaxias Australes*. Observatorio Astronómico, Córdoba, Argentina

Simonneau E., Varela A. M., Muñoz-Tuñón C., 1998, *NCimB*, 113, 927

Tully R. B., 1988, *Nearby Galaxies Catalogue*. Cambridge University Press, Cambridge, UK