

**Università degli Studi di Padova**

---

Dipartimento di Fisica e Astronomia "Galileo Galilei"  
Corso di Laurea Magistrale in Astronomia

TESI DI LAUREA

# **Determinazione della velocità angolare della barra della galassia lenticolare NGC 4277**

Relatore:

**Prof. Enrico Maria Corsini**

Correlatore:

**Dott.ssa Virginia Cuomo**

Candidato:

**Chiara Buttitta**

Matricola 1181550



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>1</b>
1.1	Proprietà strutturali delle galassie barrate . . . . .	1
1.1.1	Classificazione morfologica . . . . .	1
1.1.2	Distribuzione di luce . . . . .	5
1.1.3	Cinematica del gas e delle stelle . . . . .	8
1.2	Caratteristiche delle galassie barrate . . . . .	10
1.2.1	Frazione di galassie barrate . . . . .	10
1.2.2	Lunghezza della barra . . . . .	12
1.2.3	Forza della barra . . . . .	17
1.2.4	Velocità angolare della barra . . . . .	19
1.3	Formazione ed evoluzione delle galassie barrate . . . . .	23
1.3.1	Nascita delle barre . . . . .	23
1.3.2	Evoluzione delle barre . . . . .	24
1.3.3	Dissoluzione delle barre . . . . .	25
1.4	Scopo e schema della tesi . . . . .	26
<b>2</b>	<b>Acquisizione e riduzione dei dati spettroscopici</b>	<b>27</b>
2.1	NGC 4277 . . . . .	27
2.1.1	Proprietà generali . . . . .	27
2.1.2	Lunghezza e forza della barra . . . . .	28
2.2	Caratteristiche del <i>Multi-Unit Spectrograph Explorer</i> . . . . .	31
2.3	Acquisizione dei dati spettroscopici . . . . .	33
2.4	Riduzione dei dati spettroscopici . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Analisi dei dati spettroscopici</b>	<b>37</b>
3.1	Misura della cinematica stellare . . . . .	37
3.2	Misura degli integrali fotometrici e cinematici . . . . .	44
<b>4</b>	<b>Risultati</b>	<b>49</b>
4.1	Misura della velocità angolare della barra . . . . .	49
4.2	Determinazione della velocità circolare del disco . . . . .	50
4.3	Determinazione del tasso di rotazione della barra . . . . .	53
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>55</b>



---

# Capitolo 1

## Introduzione

In questo capitolo verranno presentate le proprietà, la formazione e l'evoluzione delle galassie barrate. Nella Sezione 1.1 saranno descritte la morfologia, la distribuzione di luce e la dinamica delle barre. Nella Sezione 1.2 saranno discusse la frazione, la lunghezza, la forza e la velocità angolare delle barre. Nella Sezione 1.3 verranno trattate la formazione e l'evoluzione delle barre. Infine nella Sezione 1.4 verranno definiti lo scopo e lo schema della tesi.

### 1.1 Proprietà strutturali delle galassie barrate

#### 1.1.1 Classificazione morfologica

Per comprendere fisicamente le galassie il primo passo da compiere è quello di classificarle morfologicamente, infatti la classificazione morfologica è legata a molte proprietà globali delle galassie quali le popolazioni stellari, il contenuto di gas, il tasso di formazione stellare e l'ambiente di formazione.

Le galassie barrate sono galassie che hanno nel centro una struttura ellittica allungata, nota appunto come *barra*. La barra è costituita prevalentemente da stelle pertanto è possibile distinguere chiaramente nelle immagini. Curtis (1918) fu il primo astronomo a identificare la presenza di una barra in una galassia a spirale e indicò le galassie barrate come *galassie a spirale di tipo  $\phi$*  in quanto la loro forma ricordava la suddetta lettera greca. Hubble (1926) suggerì, invece, l'utilizzo della lettera greca  $\theta$  per identificare tali oggetti in quanto l'estensione della barra non eccedeva mai la struttura spirale interna della galassia. Oggigiorno esistono diverse classificazioni morfologiche che trattano e descrivono le proprietà delle galassie barrate.

La classificazione morfologica più usata è la *classificazione di Hubble* introdotta per la prima volta da Hubble (1926). Essa comprendeva inizialmente le galassie ellittiche, a spirale e irregolari. Dopo essere stata perfezionata da Hubble (1936) con l'inserimento delle galassie lenticolari, viene illustrata nel *The Hubble Atlas of Galaxies* (Sandage, 1961) nel quale vengono classificate 176 galassie. L'esposizione finale della classificazione modificata e rivisitata di Hubble viene descritta nel *The Carnegie Atlas of Galaxies* (Sandage & Bedke, 1994) che contiene la classificazione morfologica di 1168 galassie. Secondo tale classificazione, le galassie si collocano lungo un cosiddetto *diagramma a diapason*, mostrato schematicamente in Figura 1.1: sul manico si dispongono le galassie ellittiche, dalla meno schiacciata (E0) alla più schiacciata (E7), le galassie lenticolari e a spirale seguono le ellittiche disponendosi sui due rami paralleli, in quanto possono essere classificate come galassie normali o barrate.

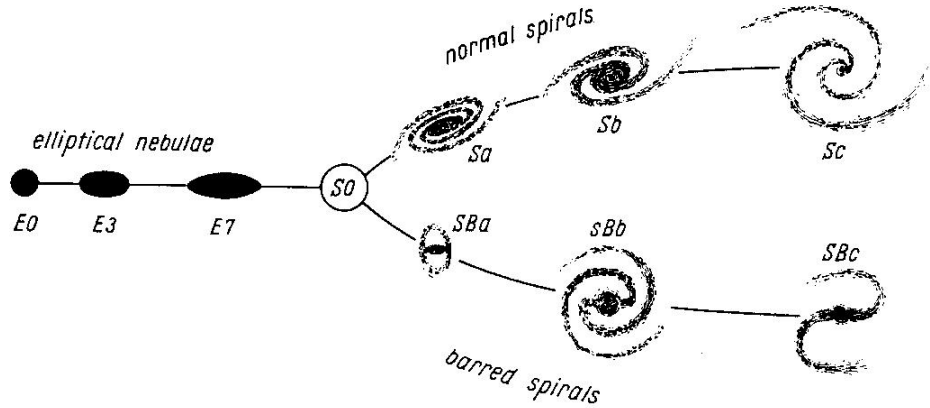


Figura 1.1: Diagramma a diapason di Hubble. Tratto da Hubble (1936).

- le *galassie lenticolari* sono galassie formate da uno *sferoide centrale* (noto in inglese come *bulge*) contenente le stelle più vecchie, e da un *disco* privo di bracci di spirale in cui la formazione stellare è poco intensa; possono essere catalogate come galassie lenticolari normali (S0) o come galassie lenticolari barrate (SB0) nelle quali si distingue appunto la barra. Le galassie lenticolari normali S0 presentano i sottotipi S0<sub>1</sub>, S0<sub>2</sub> e S0<sub>3</sub> a seconda del contenuto di polveri nel disco; mentre le galassie lenticolari barrate presentano i sottotipi SB0<sub>1</sub>, SB0<sub>2</sub> e SB0<sub>3</sub> se la barra è più o meno prominente. Nelle galassie di tipo SB0<sub>1</sub> la barra è poco evidente e quasi indistinguibile; la tipologia SB0<sub>2</sub> presenta una barra poco marcata e identificabile come due regioni diametralmente opposte al centro galattico in cui la brillantezza superficiale è leggermente superiore rispetto all'ambiente circostante; infine le SB0<sub>3</sub> presentano una barra forte e ben marcata.
- le *galassie a spirale* presentano anch'esse uno sferoide centrale ma hanno un disco caratterizzato dalla presenza dei *bracci di spirale*. Possono essere normali (S) o barrate (SB) e presentano tre sottotipi (Sa, Sb, Sc) in base alla prominente dello sferoide rispetto al disco (le Sa hanno uno sferoide centrale molto prominente, mentre le Sc hanno uno sferoide poco prominente), all'avvolgimento dei bracci di spirale (le Sa hanno bracci molto avvolti, le Sc hanno bracci poco avvolti), e in base alla risoluzione del disco in stelle e sottostrutture quali ad esempio associazioni stellari e nebulose (le Sa hanno bracci poco risolti, le Sc hanno bracci in cui si distinguono stelle e nubi di gas e polveri). Anche la tipologia barrata presenta delle sottoclassi. Le galassie barrate a spirali di tipo SBa presentano un disco con una barra prominente e con bracci di spirale che non presentano alcuna traccia di risoluzione in stelle; le galassie del tipo SBb hanno una barra prominente e bracci di spirale più evidenti, essi possono dipartire dagli estremi della barra o essere tangenti ad un anello dal diametro paragonabile all'estensione della barra; la tipologia SBc presenta un disco con barra e bracci di spirale poco avvolti e ben risolti in stelle.
- le *galassie irregolari* sono galassie la cui forma non presenta alcuna simmetria; sono state distinte inizialmente in irregolari di tipo I, fortemente risolte in stelle, e di tipo II, caotiche e disturbate. Le due tipologie sono state in seguito ridefinite in irregolari di tipo magellanico (Im) e irregolari barrate di tipo magellanico (IBm) a seconda della presenza di un abbozzo di barra centrale.

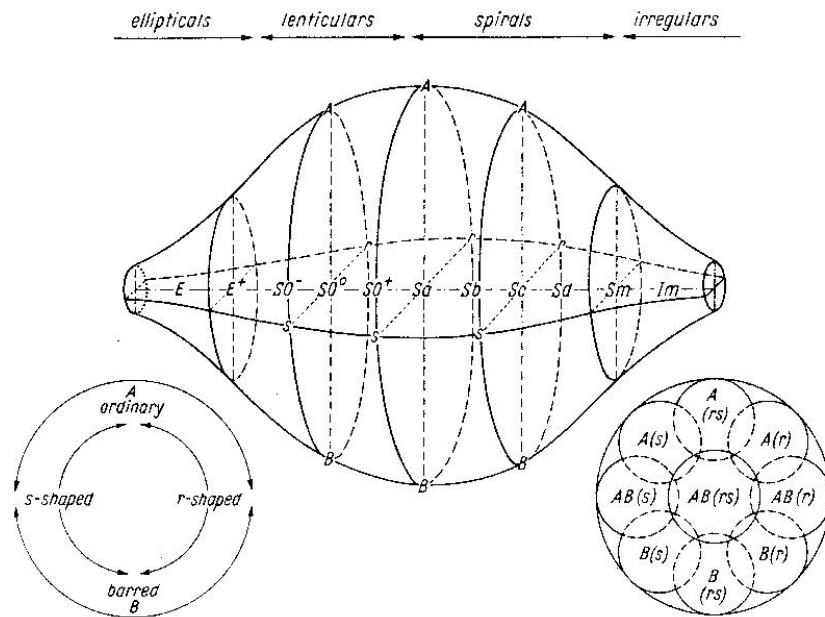


Figura 1.2: Diagramma a fuso di de Vaucouleurs. In alto: schema del fuso sul cui asse principale vi sono i diversi tipi morfologici. In basso a sinistra: schema delle quattro varietà principali di galassie a disco: ordinarie (A), barrate (B), con anello interno (r), senza anello e con i soli bracci di spirale (s). In basso a destra: schema delle regioni occupate dalle varietà miste all'interno del fuso. Tratto da de Vaucouleurs et al. (1964).

La *classificazione morfologica di de Vaucouleurs* è stata introdotta da de Vaucouleurs (1959) ed è un'estensione della classificazione di Hubble. Viene descritta e pubblicata originariamente nel *Reference Catalogue of Bright Galaxies* da de Vaucouleurs et al. (1964). A questa seguirono la seconda e la terza revisione (de Vaucouleurs et al. 1976, 1991), in cui è fornita la classificazione morfologica di oltre 23000 galassie. Infine, la classificazione di de Vaucouleurs viene illustrata da Buta et al. (2007) nel *The de Vaucouleurs atlas of galaxies*. Secondo tale classificazione, le galassie si dispongono lungo il cosiddetto *diagramma a fuso* presentato schematicamente in Figura 1.2: sulla sequenza principale ci sono le galassie ellittiche, le lenticolari, le spirali e infine le irregolari; in corrispondenza delle galassie a spirale il fuso è rigonfio in quanto queste galassie presentano una varietà maggiore rispetto tutti gli altri tipi morfologici. Le galassie a disco possono essere ordinarie, possono presentare nel disco una struttura rettangolare non ben distinta definita come barra debole, o disporre di una barra marcata e netta.

- le *galassie lenticolari* si trovano sulla sequenza principale del diagramma a fuso subito dopo le ellittiche. Una galassia che appartiene ai primi tipi morfologici si identifica con  $S0^-$ , una galassia di tipo morfologico intermedio con  $S0^0$  ed infine si utilizza definire con  $S0^+$  una galassia lenticolare appartenente agli ultimi tipi morfologici. Le galassie lenticolari dei primi tipi morfologici presentano un disco debole, mentre gli ultimi tipi morfologici hanno un disco in cui cominciano ad evidenziarsi tracce di bracci di spirale. Le galassie lenticolari possono presentare una barra. Le galassie ordinarie sono definite come SA0, le galassie che presentano una barra debole si identificano con SAB0, infine le galassie con una barra ben evidente sono le SB0. Le galassie lenticolari possono presentare inoltre un anello interno (S(r)0) o non disporre di un anello e avere un abbozzo di bracci di spirale (S(s)0) o possedere una struttura mista (S(rs)0).

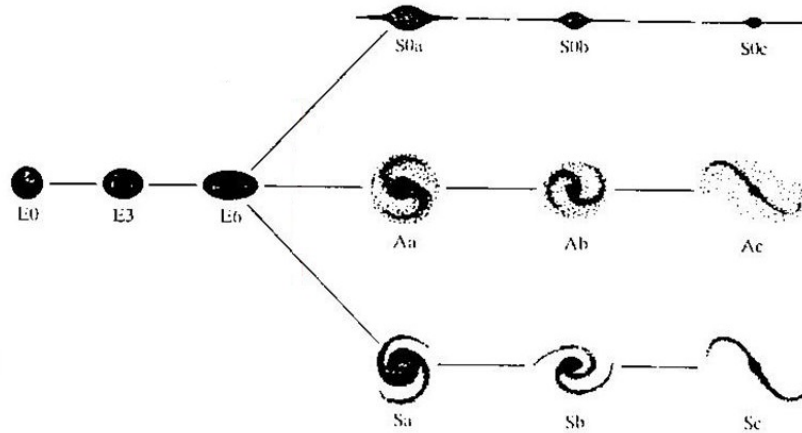


Figura 1.3: Diagramma a tridente. Tratto da van den Bergh (1976).

- le *galassie a spirale* descritte da de Vaucouleurs sono classificate mediante delle lettere (a, b, c, d, m) che indicano quanto prominente è lo sferoide centrale rispetto al disco, quanto sono avvolti e quanto sono risolti in stelle i bracci di spirale. I primi tipi morfologici (Sa, Sb) presentano una componente sferoidale prominente e bracci di spirale molto avvolti in cui non sono ben distinguibili stelle o sottostrutture. Gli ultimi tipi morfologici (Sd, Sm) hanno uno sferoide centrale poco prominente e un disco con bracci poco avvolti e molto risolti in stelle. Le galassie a spirale presentano la maggiore varietà: come le galassie lenticolari, possono essere definite ordinarie (A), barrate (B), presentare un anello interno (r) o non disporre di un anello nel disco e avere solo i bracci di spirale (s).
- le *galassie irregolari* si dispongono alla fine della sequenza principale del diagramma a fuso; possono essere barrate (IBm), avere una debole barra (IABm) o non avere una barra (IAM).

La *classificazione morfologica di van den Bergh* viene definita nel *A New Classification System for Galaxies* da van den Bergh (1976). È anche nota come classificazione DDO (*David Dunlap Observatory*) ed è la prima ad introdurre dei criteri oggettivi di classificazione. Le galassie si dispongono lungo il *diagramma a tridente* presentato schematicamente in Figura 1.3: sul manico si trovano le galassie ellittiche, mentre i tre rebbi rappresentano le tre tipologie di galassie a disco con le sequenze delle lenticolari, delle *spirali anemiche* e delle spirali ricche di gas. Su un piano parallelo, si dispone un secondo tridente su cui sono ordinate le galassie a disco barrate. Le galassie vengono perciò catalogate secondo la presenza o assenza di un disco. Le galassie ellittiche (E) sono costituite da uno sferoide centrale e non hanno un disco, le galassie che presentano un disco invece si suddividono a loro volta in lenticolari (S0), spirali con poco gas definite anemiche (A) e spirali ricche di gas (S). Van den Bergh introduce un ulteriore criterio per suddividere in sottoclassi le galassie a disco. Misurando il contributo in luminosità delle diverse componenti strutturali che costituiscono le galassie, quest'ultime possono presentare la sottoclasse *a* se il rapporto tra le luminosità del disco e dello sferoide è  $L_{\text{disco}}/L_{\text{sferoide}} = 1 - 3$ , la sottoclasse *b* se  $L_{\text{disco}}/L_{\text{sferoide}} = 3 - 10$ , ed infine la sottoclasse *c* se  $L_{\text{disco}}/L_{\text{sferoide}} > 10$ . Le galassie a disco possono inoltre presentare una barra, ad esempio una galassia lenticolare può essere definita ordinaria, presentare una barra debole o avere una barra.



### 1.1.2 Distribuzione di luce

Una volta compiuta la descrizione morfologica di una galassia, è utile misurarne la quantità di luce emessa e separare i contributi delle diverse strutture che la compongono. Abbiamo visto che le galassie a disco sono composte da uno sferoide centrale e da un disco, tuttavia possono essere presenti ulteriori strutture che contribuiscono alla luminosità totale della galassia, quali ad esempio un alone luminoso, una lente, uno o più anelli o una barra. La procedura che permette di distinguere ogni componente della galassia e stabilirne il contributo in luce viene chiamata *decomposizione fotometrica*. Tale procedura risulta essere molto più difficile tanto più è complessa la struttura della galassia. Nelle galassie a disco in cui è presente una barra è importante stimare correttamente il contributo della barra in quanto non considerarlo ha effetti sulla corretta stima dei parametri strutturali dello sferoide e sulla stima del rapporto tra la luminosità dello sferoide e la luminosità totale della galassia  $L_{\text{sferoide}}/L_{\text{T}}$ . Le decomposizioni fotometriche possono essere parametriche e non, le prime descrivono i profili di brillantezza superficiale delle diverse componenti strutturali di una galassia utilizzando funzioni analitiche dipendenti da due o più parametri, le seconde invece non fanno uso di leggi parametriche. Negli ultimi anni sono state sviluppate diverse tecniche e algoritmi per realizzare la decomposizione bidimensionale parametrica tra cui *Galaxy Fitting* (GALFIT, Peng et al. 2002), *Galaxy Automatic Surface Photometry* (GASPHOT, Pignatelli et al. 2006), *Image Fitting* (IMFIT, Erwin 2015) e *Galaxy Surface Photometry 2 Dimensional decomposition* (GASP2D, Méndez-Abreu et al. 2008).

Nella decomposizione parametrica la brillantezza superficiale totale di una galassia a disco è una combinazione del contributo dello sferoide centrale, di un disco esponenziale e di una barra. Definiamo un sistema di riferimento di coordinate cartesiane  $(x, y, z)$  la cui origine è coincidente con il centro galattico, l'asse  $x$  parallelo alla direzione dell'ascensione retta e diretto verso ovest, l'asse  $y$  parallela alla direzione della declinazione e orientato verso nord e l'asse  $z$  lungo la linea di vista diretto verso l'osservatore. Il piano del cielo è il piano  $(x, y)$ . Il profilo di brillantezza superficiale dello sferoide centrale si può descrivere utilizzando una legge di Sersic (1968)

$$I_{\text{sferoide}}(x, y) = I_e 10^{-b_n [(r_{\text{sferoide}}/r_e)^{1/n} - 1]}$$

in cui  $(x, y)$  sono le coordinate cartesiane nel piano del cielo,  $I_e$  e  $r_e$  rappresentano rispettivamente la brillantezza superficiale al raggio efficace e il raggio efficace,  $n$  è un parametro di forma che descrive la curvatura della brillantezza superficiale; il parametro  $b_n$  è correlato al parametro di forma ed è definito in modo tale che la metà della luminosità totale sia racchiusa entro il raggio efficace e può essere approssimato da  $b_n = 0.868 n - 0.142$  (Caon et al., 1993). Le isofote dello sferoide sono ellissi centrate in  $(x_0, y_0)$ , con angolo di posizione  $\text{PA}_{\text{sferoide}}$  ed ellitticità  $\epsilon_{\text{sferoide}} = 1 - q_{\text{sferoide}}$  costante dove  $q_{\text{sferoide}}$  è il rapporto assiale. Pertanto  $r_{\text{sferoide}}$  è definito come segue

$$r_{\text{sferoide}} = [(-x - x_0) \sin \text{PA}_{\text{sferoide}} + (y - y_0) \cos \text{PA}_{\text{sferoide}}]^2 + \\ -((x - x_0) \cos \text{PA}_{\text{sferoide}} + (y - y_0) \sin \text{PA}_{\text{sferoide}})^2 / q_{\text{sferoide}}^2]^{1/2}.$$

Il profilo di brillantezza superficiale del disco può essere parametrizzato utilizzando un profilo esponenziale (Freeman, 1970)

$$I_{\text{disco}}(x, y) = I_0 e^{-r_{\text{disco}}/h}$$

in cui  $(x, y)$  sono le coordinate cartesiane nel piano del cielo,  $I_0$  e  $h$  sono rispettivamente la brillantezza superficiale centrale e il raggio di scala. Le isofote del disco sono ellissi centrate in  $(x_0, y_0)$ , con angolo di posizione  $\text{PA}_{\text{disco}}$  e ellitticità  $\epsilon_{\text{disco}} = 1 - q_{\text{disco}}$  costante dove  $q_{\text{disco}}$  è il rapporto assiale.

Se il disco è infinitamente sottile, si può definire l'inclinazione della galassia come  $i = \arccos q_{\text{disco}}$ . Il raggio  $r_{\text{disco}}$  è definito come segue

$$r_{\text{disco}} = [(-(x - x_0) \sin \text{PA}_{\text{disco}} + (y - y_0) \cos \text{PA}_{\text{disco}})^2 + ((x - x_0) \cos \text{PA}_{\text{disco}} + (y - y_0) \sin \text{PA}_{\text{disco}})^2 / q_{\text{disco}}^2]^{1/2}.$$

Alternativamente si può utilizzare un profilo a doppia legge esponenziale (Méndez-Abreu et al., 2018), qualora il profilo di brillantezza superficiale presenti una variazione di pendenza

$$I_{\text{disco}}(x, y) = \begin{cases} I_0 e^{-r_{\text{disco}}/h_{\text{in}}} & \text{se } r_{\text{disco}} \leq r_{\text{break}} \\ I_0 e^{-r_{\text{break}}(h_{\text{out}}-h_{\text{in}})/h_{\text{out}}} e^{-r_{\text{disco}}/h_{\text{out}}} & \text{se } r_{\text{disco}} > r_{\text{break}} \end{cases}$$

in cui  $I_0$  è la brillantezza superficiale centrale,  $r_{\text{break}}$  è il raggio oltre il quale vi è il cambio di pendenza, e  $h_{\text{in}}$  e  $h_{\text{out}}$  sono rispettivamente i raggi di scala del disco interno ed esterno. La definizione di  $r_{\text{disco}}$  è la stessa nel caso in cui vi sia un unico andamento esponenziale.

Il profilo radiale di brillantezza superficiale della barra può essere descritto utilizzando diverse leggi parametriche; i principali profili di brillantezza superficiale adottati in letteratura sono i seguenti:

**Profilo di Ferrers** (Laurikainen et al., 2005)

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

in cui  $I_{0,\text{barra}}$ ,  $a_{\text{barra}}$  e  $n_{\text{barra}}$  rappresentano rispettivamente la brillantezza superficiale centrale, la lunghezza e il parametro di forma della barra. Solitamente nella letteratura si adopera il valore  $n_{\text{barra}} = 2$  (Aguerre et al., 2009); quest'ultimo parametro descrive la curvatura del profilo di brillantezza superficiale della barra. Le isofote della barra sono ellissi generalizzate (Athanasoula et al., 1990) con ellitticità  $\epsilon_{\text{barra}} = 1 - q_{\text{barra}}$  dove  $q_{\text{barra}}$  è il rapporto assiale e angolo di posizione  $\text{PA}_{\text{barra}}$ . Per tenere conto della forma delle isofote si introduce il parametro  $c$  e si definisce il raggio  $r_{\text{barra}}$  nel seguente modo

$$r_{\text{barra}} = [(-(x - x_0) \sin \text{PA}_{\text{barra}} + (y - y_0) \cos \text{PA}_{\text{barra}})^c + ((x - x_0) \cos \text{PA}_{\text{barra}} + (y - y_0) \sin \text{PA}_{\text{barra}})^c / q_{\text{barra}}^c]^{1/c}.$$

Come è possibile vedere nel grafico in Figura 1.4 la forma delle isofote varia al variare del parametro  $c$ . Per  $c > 2$  le isofote hanno forma più rettangolare (in inglese *boxy*), per  $c < 2$  le isofote ricordano un disco (in inglese *disky*) mentre per  $c = 2$  le isofote sono perfettamente ellittiche.

**Profilo piatto** (Prieto et al., 2001)

$$I_{\text{barra}}^{\text{piatto}}(x, y) = I_{0,\text{barra}} \left[ \frac{1}{1 + e^{(r_{\text{barra}} - a_{\text{barra}})/r_s}} \right]$$

in cui  $I_{0,\text{barra}}$ ,  $a_{\text{barra}}$  sono rispettivamente la brillantezza superficiale centrale e la lunghezza della barra. Per distanze radiali superiori ad  $a_{\text{barra}}$  il profilo di brillantezza superficiale decresce con una lunghezza di scala pari a  $r_s$ . Anche in questo caso le isofote sono ellissi generalizzate centrate in  $(x_0, y_0)$ , con ellitticità  $\epsilon_{\text{barra}} = 1 - q_{\text{barra}}$  dove  $q_{\text{barra}}$  è il rapporto assiale e angolo di posizione  $\text{PA}_{\text{barra}}$  costanti. Il raggio  $r_{\text{barra}}$  è definito come nel caso precedente.

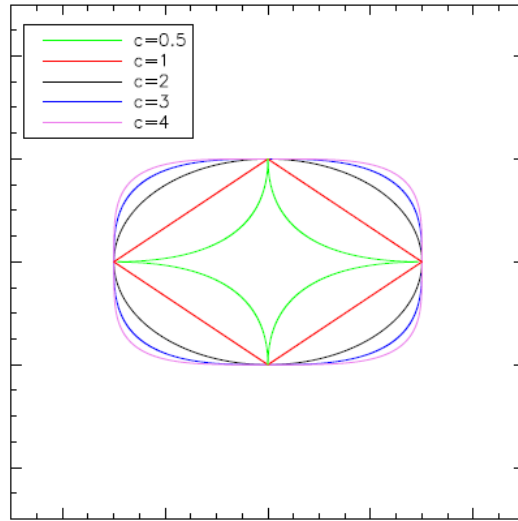


Figura 1.4: Forma delle isofote al variare del parametro  $c$ . I diversi colori corrispondono a diversi valori del parametro  $c$ : in verde un'isofota con  $c = 0.5$ , in rosso un'isofota con  $c = 1$ , in nero un'isofota perfettamente ellittica, in blu un'isofota con  $c = 3$ , infine in rosa è rappresentata un'isofota con  $c = 4$ . Tratto da Méndez-Abreu (2008).

### Profilo di Freeman (Freeman, 1966)

$$I_{\text{barra}}^{\text{Freeman}}(x, y) = I_{0,\text{barra}} \sqrt{1 - \left(\frac{r_{\text{barra}}}{a_{\text{barra}}}\right)^2} \quad r_{\text{barra}} \leq a_{\text{barra}}$$

in cui  $I_{0,\text{barra}}$  e  $a_{\text{barra}}$  sono la brillantezza superficiale centrale e la lunghezza della barra rispettivamente. Le isofote sono nuovamente descritte come ellissi generalizzate centrate in  $(x_0, y_0)$ . L'ellitticità  $\epsilon_{\text{barra}} = 1 - q_{\text{barra}}$  e l'angolo di posizione  $\text{PA}_{\text{barra}}$  sono costanti e il raggio  $r_{\text{barra}}$  è definito come nei casi precedenti.

In Figura 1.5 sono mostrati i profili radiali delle barre per le diverse leggi parametriche considerate; i raggi di scala sono stati posti pari all'unità ( $a_{\text{barra}} = 1$ ,  $r_s = 1$ ) mentre la costante  $I_{0,\text{barra}}$  è stata definita opportunamente affinché  $I_{\text{barra}}(r = 0) = 1$ . Lo studio di Elmegreen & Elmegreen (1985) evidenzia una correlazione tra i profili di luminosità delle barre e il tipo morfologico; le galassie barrate dei primi tipi morfologici hanno una barra il cui profilo radiale di luminosità è pressoché costante, mentre le galassie barrate degli ultimi tipi morfologici hanno una barra con un profilo radiale di luminosità di tipo esponenziale.

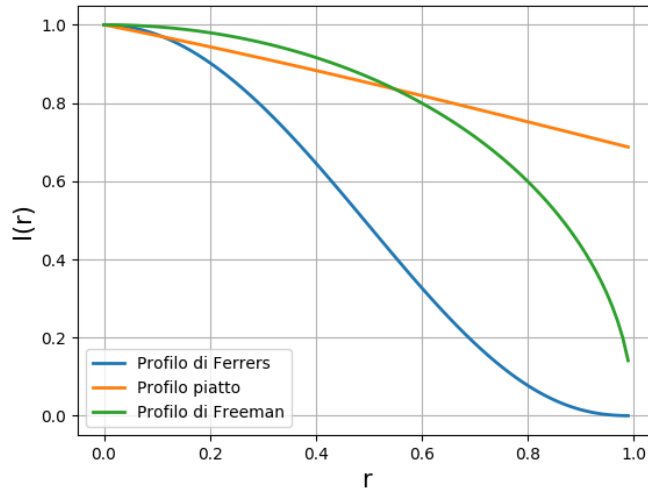


Figura 1.5: Profili radiali di brillantezza superficiale delle barre di Ferrers (linea blu), con profilo piatto (linea gialla) e profilo di Freeman (linea verde).

### 1.1.3 Cinematica del gas e delle stelle

Le barre sono strutture tridimensionali che giocano un ruolo importante nella dinamica dei dischi galattici. Le barre possono essere descritte come ellissoidi biassiali o triassiali che generano un potenziale gravitazionale non assisimmetrico; esse ruotano attorno all'asse di rotazione della galassia con velocità angolare  $\Omega_{\text{barra}}$ , perciò per analizzare e studiare le orbite che popolano la barra può essere utile spostarsi nel sistema di riferimento corotante con la barra. Il potenziale gravitazionale efficace in coordinate cilindriche risulta pertanto

$$\Phi_{\text{eff}} = \Phi(r, \theta, z) - \Omega_{\text{barra}}^2 r^2 / 2$$

ed è caratterizzato dalla presenza di cinque punti stazionari, ovvero punti in cui la forza di gravità eguaglia la forza centrifuga, chiamati *punti Lagrangiani*.  $L_1$  e  $L_2$  si trovano sull'asse maggiore della barra,  $L_3$  si trova al centro invece  $L_4$  e  $L_5$  si trovano lungo l'asse minore della barra. Una stella posta esattamente in un punto lagrangiano è in equilibrio, nel sistema di riferimento del potenziale efficace è ferma, mentre nel sistema di riferimento non rotante descrive un'orbita circolare con velocità angolare  $\Omega_{\text{barra}}$ . I punti  $L_1$  e  $L_2$  sono punti di sella, il punto  $L_3$  è il punto di minimo del potenziale gravitazionale della barra, mentre  $L_4$  e  $L_5$  sono punti di massimo del potenziale. In Figura 1.6 sono mostrati i punti lagrangiani e le superfici isopotenziali del potenziale efficace. Anche  $L_4$  e  $L_5$  possono essere stabili, in quanto una stella può oscillare attorno a questi punti con *frequenza epicyclica*  $k$ . In un potenziale assisimmetrico, le orbite stellari sul piano  $z = 0$  sono orbite quasi circolari che, in approssimazione epicyclica, possono essere interpretate come la composizione di un moto ellittico retrogrado con *frequenza epicyclica radiale*  $k$  innestato in un moto circolare con *frequenza angolare*  $\Omega$ .

Le risonanze orbitali giocano un ruolo fondamentale nella dinamica della barra e del disco, le più importanti sono la *corotazione*, definita come il raggio al quale la velocità angolare della barra eguaglia la velocità di rotazione delle stelle nel disco, e le risonanze di *Lindblad* definite come segue

$$\Omega_{\text{barra}} = \Omega \pm k/2$$

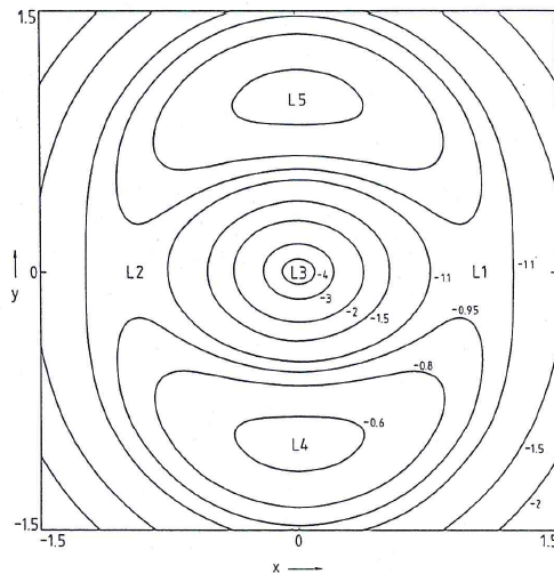


Figura 1.6: Superfici isopotenziali di un potenziale non assisimmetrico e punti lagrangiani nel sistema di riferimento del potenziale efficace. L'asse maggiore della barra è parallelo all'asse  $x$ . Tratto da Binney & Tremaine (1987).

in cui  $\Omega_{\text{barra}}$  è la velocità angolare della barra e  $\Omega$  è la velocità angolare media di rivoluzione di una stella attorno al centro galattico; il segno negativo corrisponde alla *risonanza di Lindblad* interna (in breve ILR dall'inglese *Inner Lindblad Resonance*) mentre il segno positivo corrisponde a quella esterna (in breve OLR dall'inglese *Outer Lindblad Resonance*). In prossimità di una risonanza interna, la velocità angolare delle stelle aumenta e le orbite stellari tendono a precedere la barra, viceversa accade nelle vicinanze di una risonanza esterna. Un esempio è mostrato in Figura 1.7.

In un potenziale barrato la famiglia principale di orbite è chiamata  $x_1$ . Si tratta di orbite allungate parallelamente all'estensione della barra e solitamente popolano la regione compresa tra l'ILR e la corotazione. Il potenziale gravitazionale riesce ad intrappolare le orbite stellari costringendole a precedere alla medesima velocità angolare  $\Omega_{\text{barra}}$ , in tal modo si costruisce una barra. In una barra esistono altre famiglie di orbite. Le orbite di tipo  $x_2$  sono orientate parallelamente all'asse minore della barra e popolano la regione interna all'ILR e la regione compresa tra la corotazione e l'OLR. Esistono infine altre due famiglie di orbite; le orbite della famiglia  $x_4$  sono orbite retrograde parallele all'asse maggiore della barra, mentre le orbite di tipo  $x_3$  sono orbite retrograde orientate parallelamente all'asse minore. All'interno di una barra, quindi, le orbite stellari si incrociano e attraversando le diverse risonanze, gli assi maggiori delle orbite cambiano orientazione. Questo non è un problema per le stelle, ma le nubi di gas che orbitano nelle vicinanze tendono a collidere. L'inevitabile dissipazione della componente gassosa ha come conseguenza un aumento della densità del gas e un'intensificazione del tasso di formazione stellare. Per tale motivo le barre sono responsabili della formazione di strutture anulari con intensa attività di formazione stellare. Il gas al di fuori della corotazione tende verso l'esterno e ciò è dovuto allo scambio di momento angolare tra la barra e il disco, si accumula pertanto formando un anello esterno in prossimità della OLR. All'interno della corotazione invece il gas viene spinto verso il centro, tale gas si pensa sia responsabile della formazione dello *pseudosferoide*, una struttura simile ad uno sferoide centrale ma con caratteristiche fotometriche, cinematiche e dinamiche analoghe a quelle di un disco (Kormendy & Kennicutt, 2004).

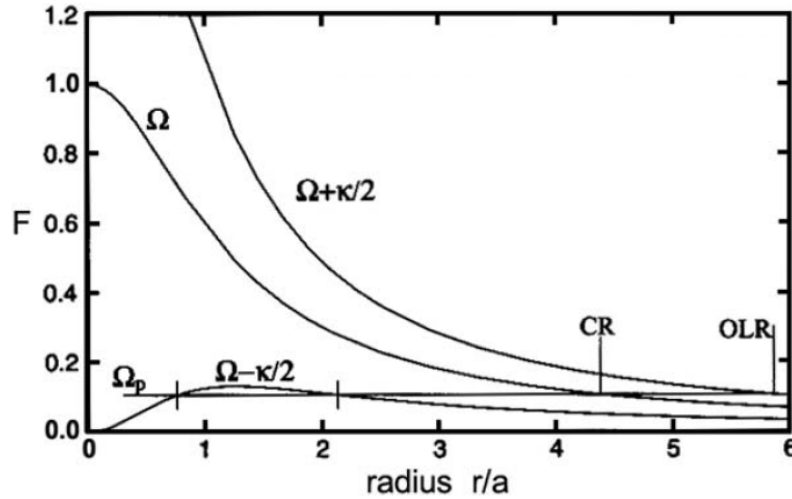


Figura 1.7: Velocità angolare e risonanze per un potenziale di Plummer. Per un generico valore di velocità angolare  $\Omega_p$  della barra, le risonanze più importanti avvengono in corrispondenza di  $\Omega_p = \Omega$  (corotazione),  $\Omega_p = \Omega - k/2$  (due risonanze interne) e  $\Omega_p = \Omega + k/2$  (una risonanza esterna). Tratto da (Sparke & Gallagher, 2000).

## 1.2 Caratteristiche delle galassie barrate

### 1.2.1 Frazione di galassie barrate

Nelle diverse classificazioni morfologiche trattate nella Sezione 1.1.1, le galassie non barrate vengono definite come ordinarie o normali, tuttavia nell'universo locale le galassie barrate sono molto comuni: circa il 50% delle galassie a disco osservate in ottico presentano una barra (Barazza et al., 2008; Aguerri et al., 2009), e tale percentuale può raggiungere anche il 70% se osservate in infrarosso (Marinova & Jogee, 2007; Menéndez-Delmestre et al., 2007).

Uno studio condotto da Aguerri et al. (2009) analizza un campione di 2106 galassie a disco dell'universo locale utilizzando immagini della quinta *Data Release* della *Sloan Digital Sky Survey* (York et al., 2000). Le galassie del campione hanno *redshift* compreso tra  $0.01 < z < 0.04$ , con magnitudine totale assoluta  $M_r < -20$  mag. La quantità di luce della galassia è fortemente correlata al tipo morfologico della galassia, pertanto si usa calcolare il *parametro di concentrazione*  $C$  per definire il tipo morfologico della galassia o alternativamente il *parametro di Hubble*  $T$ . Quest'ultimo parametro è un numero intero negativo o positivo che identifica il tipo morfologico della galassia. Il parametro di concentrazione  $C = r_{90}/r_{50}$  è definito come il rapporto tra i raggi entro cui è racchiuso rispettivamente il 90% e il 50% di luce. Tale parametro cresce al diminuire del tipo morfologico, perciò la luce delle galassie ellittiche sarà più concentrata rispetto a quella delle galassie a spirale. Le galassie del campione sono state suddivise in intervalli secondo il tipo morfologico mediante il parametro di Hubble, le ellittiche hanno  $T \leq -4$ , le lenticolari  $-3 \leq T \leq -1$ , le galassie di tipo intermedio tra lenticolare e a spirale hanno  $T = 0$ , ed infine le spirali hanno  $T \geq 1$ . Per ogni intervallo è stato calcolato il valore medio del parametro di concentrazione ed è stato trovato che il 39% delle galassie del campione sono lenticolari, il 28% sono galassie a spirale appartenenti ai primi tipi morfologici e il restante 33% sono galassie a spirale degli ultimi tipi morfologici. Per evidenziare la presenza di una barra sono stati utilizzati due metodi: l'analisi delle isofote e l'analisi di Fourier (si veda la

Sezione 1.2.2); inoltre per verificare l'efficienza di tali metodi sono stati effettuati test su un campione di galassie artificiali. L'analisi delle isofote consente di identificare la presenza di una barra a partire dal profilo radiale di ellitticità in quanto una volta ripulita l'immagine della galassia da stelle e galassie di campo e averla simmetrizzata rispetto al centro galattico, è possibile interpolare le isofote con delle ellissi. Il profilo radiale di ellitticità di una galassia a disco barrata presenta un massimo locale in corrispondenza della barra, questo perché lo sferoide, la barra e il disco hanno isofote ben diverse tra loro e la barra possiede quelle più schiacciate. Perciò la lunghezza della barra corrisponde al raggio a cui  $\epsilon(r) = \epsilon_{\max}$ . Alternativamente, si può studiare il profilo di brillantezza superficiale deproiettata sviluppando la componente azimutale di quest'ultima in serie di Fourier. La lunghezza della barra è definita come la larghezza a mezza altezza relativa al picco del profilo radiale di  $I_2/I_0$  in cui  $I_2$  e  $I_0$  rappresentano rispettivamente l'intensità della componente di ordine due e zero della brillantezza superficiale sviluppata in serie di Fourier. Le galassie barrate presentano infatti delle componenti di Fourier di ordine pari più intense rispetto alle componenti di ordine dispari. Risultato finale è che la frazione di galassie barrate dipende notevolmente dalla tecnica adoperata. L'interpolazione delle isofote mostra che il 45% delle galassie presenta una barra, mentre l'analisi di Fourier identifica solo il 26%; tale differenza è imputabile principalmente alla scarsa efficienza del metodo di Fourier nell'identificare le barre nelle galassie a spirale in quanto la presenza di lenti o di bracci di spirale molto forti rendono meno netti i margini delle barre. Il profilo radiale di ellitticità e di  $I_2/I_0$  mostrano un massimo locale a distanze radiali differenti, in particolare il picco di  $I_2/I_0$  si colloca nella regione dei bracci di spirale e non nella regione della barra. La frazione di galassie barrate stimata con l'analisi delle isofote risulta pertanto più affidabile e in accordo con le stime ricavate da altri lavori (Marinova & Jogee, 2007). In Figura 1.8 è mostrata la frazione di galassie barrate e non barrate in funzione del parametro di concentrazione.

Lo studio di Marinova & Jogee (2007) analizza invece immagini in banda  $B$  e  $H$  di un campione di circa 180 galassie tratte dalla *Ohio State University Bright Spiral Galaxy Survey* (Eskridge et al., 2002). Il campione contiene galassie lenticolari e a spirale dei primi e ultimi tipi morfologici (secondo il parametro di Hubble il catalogo copre l'intervallo  $0 \leq T \leq 9$ ) e magnitudine totale assoluta  $M_B < -12$  mag. Anche in questo caso viene adoperato il metodo dell'interpolazione delle isofote per identificare la presenza di una barra nelle regioni centrali, utilizzando il profilo radiale di ellitticità. L'identificazione di una barra, la stima della lunghezza e della forza della barra vengono ricavate prima e dopo la deproiezione della galassia, questo perché le proprietà delle barre possono essere così confrontate direttamente con altri studi condotti a *redshift* intermedi in cui non è stato possibile effettuare la deproiezione (Jogee et al., 2004), ed è possibile inoltre capire se la deproiezione possa influenzare la distribuzione statistica delle galassie barrate modificando la frazione di galassie barrate. Prima di verificare la presenza o meno di una barra, è stato posto un ulteriore vincolo  $i < 60^\circ$  sull'inclinazione del disco per escludere le galassie troppo inclinate, il campione finale è pertanto costituito da 136 oggetti e i risultati finali sono esposti nella Figura 1.9. La frazione di galassie barrate è maggiore nell'infrarosso, probabilmente l'oscuramento dovuto alla polvere o alla formazione stellare non permette di identificare le barre se osservate in ottico, spostandosi a lunghezze d'onda maggiori, appunto nell'infrarosso, è possibile ovviare a questo problema. Inoltre la deproiezione non provoca cambiamenti significativi alla statistica, le frazioni di barre osservata e deproiettata risultano praticamente identiche. Ciò vuol dire che i risultati riportati da altri autori su galassie poste a *redshift* intermedi in cui non è stato possibile effettuare la deproiezione sono comunque affidabili.

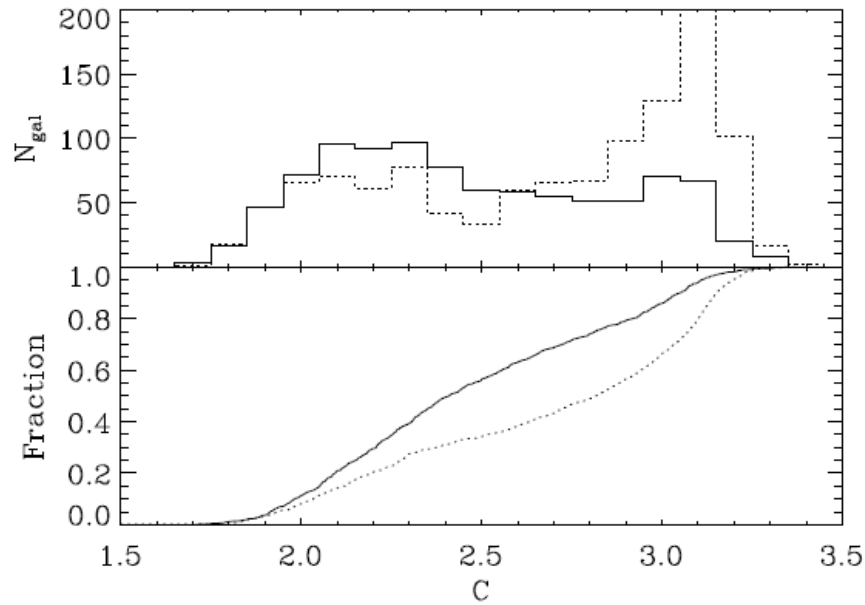


Figura 1.8: In alto: Numero di galassie barrate (linea continua) e non barrate (linea tratteggiata) in funzione del parametro di concentrazione  $C$ . In basso: distribuzione cumulativa di galassie barrate (linea continua) e non barrate (linea tratteggiata) in funzione del parametro di concentrazione. Tratto da Aguerri et al. (2009).

Tali risultati sono in accordo con quanto trovato da Menéndez-Delmestre et al. (2007) che utilizzano dati tratti dalla *2 Micron All Sky Survey* (2MASS, Skrutskie et al. 2006). In particolare vengono analizzate le immagini in banda  $J$ ,  $H$  e  $K_S$  di 151 galassie S0-Sd aventi magnitudine totale apparente  $K_S < 14$  mag e distanza  $D \leq 40$  Mpc. Il metodo adoperato per rilevare le barre anche in questo caso sfrutta i profili radiali di ellitticità. La frazione di galassie barrate risulta infine pari a 59%, che nonostante rappresenti un limite inferiore risulta essere in accordo con i precedenti valori ricavati da Marinova & Jogee (2007).

Infine il lavoro di Jogee et al. (2004) analizza un campione contenente oltre 1500 galassie tratte dalla *Galaxy Evolution from Morphologies and Spectral Energy Distribution Survey* (GEMS, Rix et al. 2004). Il campione contiene galassie con *redshift* compreso tra  $z \sim 0.2 - 1.0$  con magnitudine  $M_V \leq -19.3$ , così da essere completo attorno a  $z \sim 0.8$ . Per identificare le barre è stato adoperato anche in questo caso il metodo dell'interpolazione delle isofote. La frazione di galassie barrate in ottico resta pressoché costante ( $\sim 30\%$ ) fino al *redshift*  $z \sim 0.7 - 1.0$ , corrispondente ad un'età dell'universo di 5-7 miliardi di anni.

### 1.2.2 Lunghezza della barra

La lunghezza della barra corrisponde alla massima estensione radiale delle orbite stellari che popolano la regione della barra e può essere misurata dal semiasse maggiore della barra. Nella letteratura sono stati sviluppati diversi metodi per ricavare tale parametro, descriviamo brevemente i più importanti.



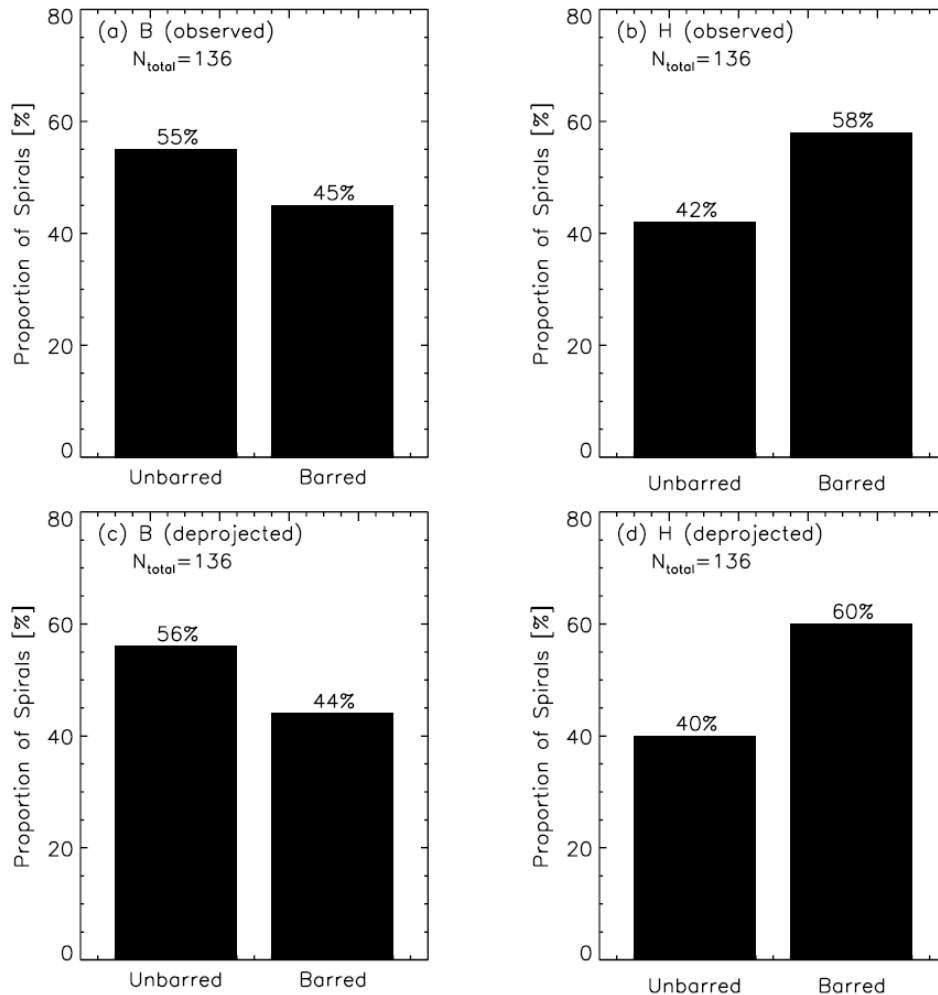


Figura 1.9: In alto: frazione di galassie barrate e non barrate osservate in banda  $B$  (a sinistra) e  $H$  (a destra). In basso: frazione di galassie barrate e non barrate deproiettate in banda  $B$  (a sinistra) e  $H$  (a destra). Tratto da Marinova & Jogee (2007).

**Profilo radiale di  $\epsilon$  e di PA** Analizzando il profilo radiale di ellitticità e dell'angolo di posizione delle isofote è possibile stimare il valore della lunghezza della barra. Le isofote sono il luogo dei punti in cui la brillantezza superficiale assume lo stesso valore, esse cambiano forma e orientazione in base alla componente della struttura galattica considerata. Una volta deproiettata la galassia, conoscendo l'inclinazione del disco, le isofote relative al disco risultano praticamente circolari, mentre quelle relative alla barra risultano essere delle ellissi con schiacciamento apparente maggiore. Il profilo radiale di ellitticità deproiettato presenta quindi un massimo locale nella regione della barra. La lunghezza della barra  $a_{\text{barra}}^{\epsilon}$  è definita pertanto come la distanza radiale a cui  $\epsilon(r) = \epsilon_{\text{max}}$ . Alternativamente si può definire  $a_{\text{barra}}^{\text{PA}}$  come la distanza radiale per cui l'angolo PA varia di  $5^\circ$  rispetto il PA dell'isofota corrispondente all'ellitticità massima (Aguerri et al., 2009). Tale tecnica può essere adoperata utilizzando sia immagini nel visibile che nel vicino infrarosso anche a *redshift* intermedi. In Figura 1.10 vi è un esempio tratto dal lavoro di Debattista et al. (2002).

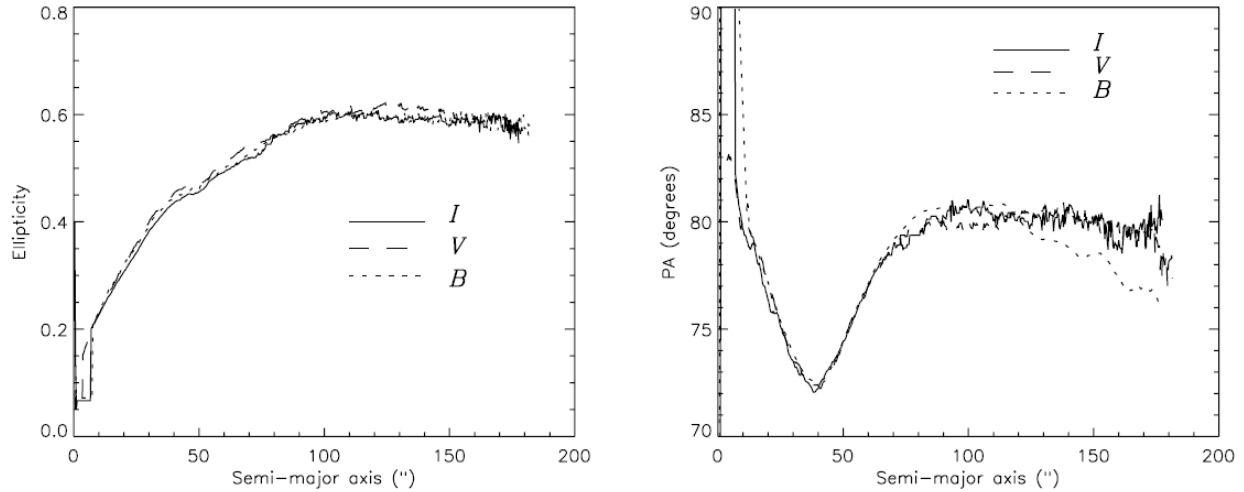


Figura 1.10: A sinistra: profili radiali di ellitticità della galassia NGC 1023. A destra: profili radiali di angolo di posizione della galassia NGC 1023. I profili radiali sono stati ricavati in diverse bande fotometriche: la linea continua rappresenta la banda  $I$ , la linea tratteggiata rappresenta quella  $V$  e infine la linea punteggiata la banda  $B$ . Tratto da Debattista et al. (2002).

**Analisi di Fourier** il profilo azimutale di brillantezza superficiale deproiettata può essere sviluppato in serie di Fourier

$$I(R, \phi) = \frac{A_0(R)}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [A_n(R) \cos n\phi + B_n(R) \sin n\phi]$$

in cui  $(R, \phi)$  sono le coordinate polari nel sistema di riferimento del piano della galassia. L'angolo  $\phi$  si misura a partire dal semiassse maggiore del disco in senso antiorario. I coefficienti di Fourier sono

$$A_n(R) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I(R, \phi) \cos(n\phi) d\phi \quad , \quad B_n(R) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I(R, \phi) \sin(n\phi) d\phi.$$

L'ampiezza della  $n$ -esima componente è

$$I_n(R) = \begin{cases} \frac{A_0(R)}{2} & \text{se } n = 0 \\ \sqrt{A_n^2(R) + B_n^2(R)} & \text{se } n \neq 0. \end{cases}$$

Dal profilo radiale del rapporto delle intensità relative alla regione della barra  $I_{\text{barra}}$  e dell'interbarra  $I_{\text{interbarra}}$  si ricava la misura della lunghezza della barra (Aguerri et al., 2000). In generale, in una galassia che ospita una barra, le componenti pari di Fourier sono molto più intense rispetto a quelle dispari, in particolare l'ordine  $n = 2$  domina sugli altri ordini. Le componenti dispari diventano importanti al crescere del grado di asimmetria della barra. Una volta definite le intensità relative alla regione della barra  $I_{\text{barra}} = I_0 + I_2 + I_4 + I_6$  e dell'interbarra  $I_{\text{interbarra}} = I_0 - I_2 + I_4 - I_6$  si può studiare il rapporto di luminosità e ricavare la lunghezza della barra.

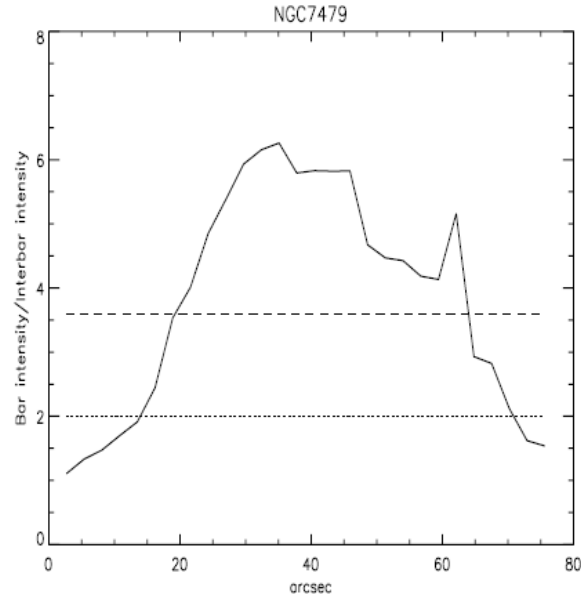


Figura 1.11: Profilo radiale del rapporto barra-interbarra per la galassia NGC 7479. La linea punteggiata orizzontale rappresenta  $I_{\text{barra}}/I_{\text{interbarra}} = 2$ , mentre quella tratteggiata rappresenta  $I_{\text{barra}}/I_{\text{interbarra}} = [(I_{\text{barra}}/I_{\text{interbarra}})_{\text{max}} + (I_{\text{barra}}/I_{\text{interbarra}})_{\text{min}}]/2 + (I_{\text{barra}}/I_{\text{interbarra}})_{\text{min}}$ . Tratto da Aguerri et al. (2000).

La lunghezza della barra corrisponde alla larghezza a mezza altezza della curva  $I_{\text{barra}}/I_{\text{interbarra}}$  relativa alla regione di massima estensione della barra, definita come segue

$$\frac{I_{\text{barra}}}{I_{\text{interbarra}}} = \frac{\left(\frac{I_{\text{barra}}}{I_{\text{interbarra}}}\right)_{\text{max}} + \left(\frac{I_{\text{barra}}}{I_{\text{interbarra}}}\right)_{\text{min}}}{2} + \left(\frac{I_{\text{barra}}}{I_{\text{interbarra}}}\right)_{\text{min}}.$$

In Figura 1.11 riportiamo un esempio tratto dal lavoro di Aguerri et al. (2000).

**Decomposizione fotometrica** un metodo alternativo per stimare la lunghezza della barra sfrutta la decomposizione fotometrica. Il metodo implementato in GASP2D (Méndez-Abreu et al., 2008) costruisce un modello bidimensionale della brillantezza superficiale della galassia che dipende da 16 parametri totali, tra i quali le coordinate del centro galattico  $(x_0, y_0)$ , 5 parametri fotometrici per lo sferoide ( $I_e, r_e, n, \text{PA}_{\text{sferoide}}$  e  $q_{\text{sferoide}}$ ), 4 parametri fotometrici per il disco ( $I_0, h, \text{PA}_{\text{disco}}$  e  $q_{\text{disco}}$ ) e 5 parametri fotometrici per la barra ( $I_{0,\text{barra}}, a_{\text{barra}}, n, \text{PA}_{\text{barra}}$  e  $q_{\text{barra}}$  per il profilo di Ferrers). Tale modello, una volta convoluto con la *Funzione di allargamento* (o PSF dall'inglese *Point Spread Function*) dello strumento, viene sottratto alla brillantezza superficiale totale osservata. Per identificare il miglior modello si minimizza lo scarto quadratico medio tra modello e osservato utilizzando il metodo dei minimi quadrati non lineari di Levenberg-Marquardt (Press et al., 1992). Ad ogni *pixel*  $(x, y)$  dell'immagine è associato il valore del segnale (conteggi della galassia e conteggi del cielo) pesato per la varianza che include il rumore poissoniano associato al segnale della galassia e del cielo e il rumore di lettura dello strumento (RON dall'inglese *Read Out Noise*). Nella formula del  $\chi^2$  le sommatorie spaziano su tutta la dimensione dell'immagine,  $I_m(x, y)$  rappresenta il valore del modello della brillantezza superficiale associato al *pixel*  $(x, y)$  mentre  $I_g(x, y)$  è il valore osservato della brillantezza superficiale associato al medesimo *pixel*

$$\chi^2 = \sum_{x=1}^M \sum_{y=1}^N \frac{[I_m(x, y) - I_g(x, y)]^2}{I_g(x, y) + I_{\text{sky}}(x, y) + RON^2}.$$

Trattiamo in breve i dettagli di alcuni lavori che si sono concentrati sulla stima della lunghezza della barra.

Aguerri et al. (2009) hanno stimato la lunghezza e la forza delle barre di un campione di 2106 galassie a disco prelevate dalla SDSS (York et al., 2000). Il valore della lunghezza della barra è stato ricavato in due modi differenti, analizzando il profilo radiale di ellitticità e di PA delle isofote. I valori ottenuti sono riportati in Tabella 1.1,  $a_{\text{barra}}^\epsilon$  è la lunghezza della barra definita a partire dal profilo radiale di ellitticità, mentre  $a_{\text{barra}}^{\text{PA}}$  rappresenta la lunghezza della barra definita a partire dal profilo radiale di PA.

	S0	Sa - Sb	Sc - Sd
$a_{\text{barra}}^\epsilon$ [kpc]	3.5	4.0	3.8
$a_{\text{barra}}^{\text{PA}}$ [kpc]	5.6	5.4	4.9

Tabella 1.1: Valori mediani della lunghezza della barra nei diversi tipi morfologici. Tratto da Aguerri et al. (2009).

Ciò che si nota è che i valori di  $a_{\text{barra}}^{\text{PA}}$  sono sistematicamente superiori ai valori di  $a_{\text{barra}}^\epsilon$ , questi ultimi sono maggiormente in accordo con quanto trovato precedentemente nella letteratura (Marinova & Jogee, 2007). Poiché il metodo adoperato per determinare la lunghezza della barra influisce sul corretto valore di quest'ultima, non è possibile definire una correlazione diretta tra la lunghezza della barra e il tipo morfologico della galassia. Tuttavia si può affermare che più grande è la galassia che ospita la barra, più lunga è la barra e ciò evidenzia una possibile relazione tra i processi di formazione delle barre e l'evoluzione della galassia stessa.

Anche nell'articolo di Marinova & Jogee (2007) vengono presentati i valori della lunghezza delle barre. La maggior parte delle galassie (68% in banda  $B$  e 76% in banda  $H$ ) presenta una barra con  $a_{\text{barra}} \leq 5$  kpc, di cui circa la metà possiede una barra in un intervallo compreso tra 2 kpc e 5 kpc. Una volta effettuata la deproiezione, i valori della lunghezza della barra risultano essere più grandi, ad esempio per la banda  $H$  il valore mediano della lunghezza della barra prima della deproiezione è 3.4 kpc, dopo la deproiezione è invece 4 kpc. Perciò la deproiezione non influenza la frazione di galassie barrate ma influenza il corretto valore della lunghezza della barra.

Menéndez-Delmestre et al. (2007) si concentrano invece sulla relazione tra il tipo morfologico della galassia e la lunghezza relativa della barra. Definiscono la lunghezza della barra in funzione del raggio del disco  $a_{\text{barra}}/R_{25}$ , in cui  $R_{25}$  è il raggio della galassia al quale la brillantezza superficiale in banda  $B$  è pari a  $\mu_B = 25$  mag arcsec $^{-2}$ . Tale rapporto risulta essere indipendente dalla distanza dell'oggetto e correla con il tipo morfologico, in quanto le galassie a spirale dei primi tipi morfologici risultano avere una lunghezza relativa della barra maggiore rispetto agli ultimi tipi morfologici. Il valore mediano per le galassie di tipo Sa - Sb è  $a_{\text{barra}}/R_{25} = 0.43 \pm 0.04$ , mentre quello per le galassie di tipo Sc - Sd è  $a_{\text{barra}}/R_{25} = 0.20 \pm 0.02$ . La distribuzione della lunghezza assoluta della barra è dipendente dalla risoluzione spaziale delle immagini e dalla popolazione di galassie considerata. Il valore mediano della lunghezza della barra è intorno a 1.2 kpc nel caso in cui il campione di galassie barrate ha una distanza  $D < 14$  Mpc includendo anche le galassie barrate più lontane ( $D < 40$  kpc), il valore mediano aumenta fino a circa 3.5 kpc.

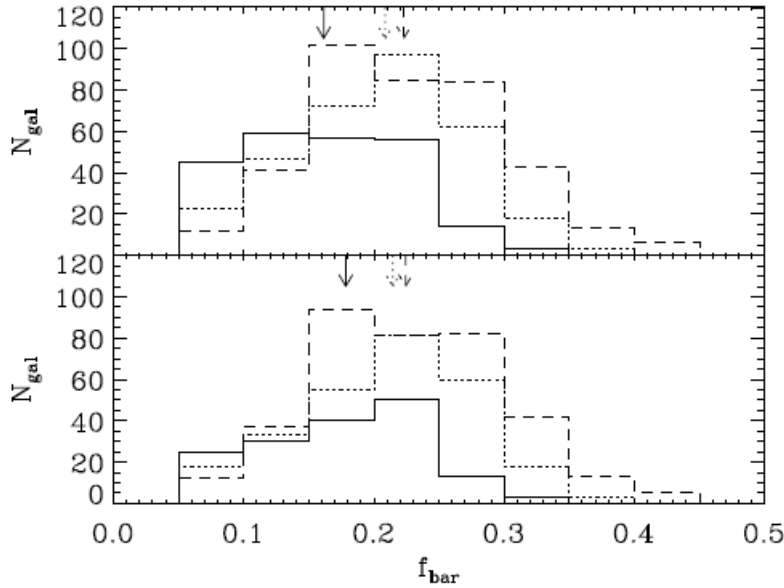


Figura 1.12: In alto: distribuzione della forza della barra in galassie di diverso tipo morfologico. In basso: distribuzione della forza della barra in galassie di diverso tipo morfologico con  $a_{\text{barra}} > r_{\text{bd}}$  in cui  $r_{\text{bd}}$  è il raggio entro il quale il contributo in luce dello sferoide domina su l'intera galassia. In entrambe le figure la linea continua rappresenta le galassie lenticolari, la linea punteggiata rappresenta le galassie a spirale Sa e Sb mentre la linea tratteggiata rappresenta le spirali Sc e Sd. Le frecce indicano i valori mediani delle distribuzioni. Tratto da Aguerri et al. (2009).

### 1.2.3 Forza della barra

La forza di una barra rappresenta il contributo della barra al potenziale totale della galassia e può essere definita come segue

$$f_{\text{barra}} = \frac{2}{\pi} \left( \arctan^{-1/2} \left( \frac{b}{a} \right)_{\text{barra}} - \arctan^{+1/2} \left( \frac{b}{a} \right)_{\text{barra}} \right)$$

in cui  $(b/a)_{\text{barra}}$  è il rapporto assiale delle isofote della barra misurato alla distanza  $a_{\text{barra}}$  (Aguerri et al., 2009). Un modo alternativo per definire la forza della barra è il seguente (Aguerri et al., 2000):

$$f_{\text{barra}} = \frac{1}{a_{\text{barra}}} \int_0^{a_{\text{barra}}} \frac{I_2}{I_0} dR$$

in cui  $I_2$  e  $I_0$  rappresentano rispettivamente l'intensità della componente di ordine due e zero della brillantezza superficiale sviluppata in serie di Fourier (si veda la Sezione 1.2.2).

Il lavoro di Aguerri et al. (2009) consente ancora una volta di esplorare le caratteristiche delle barre nell'universo locale. Il valore mediano della forza delle barre nelle galassie lenticolari, spirali Sa - Sb e Sc - Sd è rispettivamente pari a 0.16, 0.19 e 0.20. Le galassie lenticolari, pertanto, ospitano barre più deboli rispetto agli altri tipi morfologici. In Figura 1.12 è mostrata la distribuzione della forza della barra in funzione del tipo morfologico della barra.

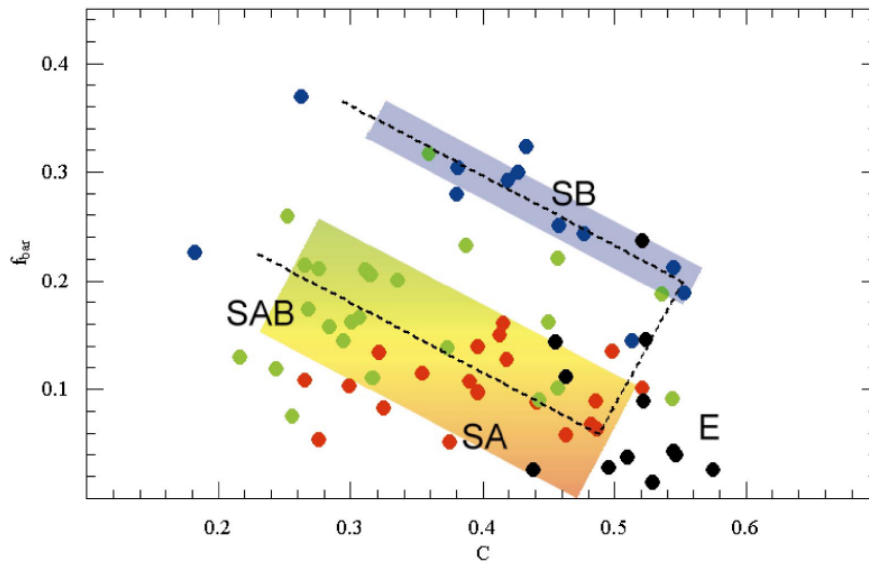


Figura 1.13: Forza della barra in funzione del parametro di concentrazione. In rosso sono rappresentate le galassie non barrate, in verde le galassie con barra debole, in blu le galassie con una barra forte ed infine in nero le galassie ellittiche. Le linee tratteggiate rappresentano uno schematico diagramma a diapason mentre le regioni ombreggiate ne rappresentano gli intervalli di confidenza al 68%. Tratto da Abraham & Merrifield (2000).

Menéndez-Delmestre et al. (2007) mostrano l'esistenza di una debole relazione tra le dimensioni della barra e la forza della medesima. Maggiore è l'ellitticità delle isofote della barra, maggiore è l'effetto del potenziale della barra sul potenziale gravitazionale totale. Il valore medio dell'ellitticità proiettata del campione considerato è pari a 0.5, le barre molto deboli non sono presenti in quanto il vincolo sull'ellitticità ( $\epsilon > 0.2$ ) non ne consente la rilevazione. Le barre forti sembrano essere anche quelle più lunghe, sia in relazione alla dimensione assoluta della barra, sia in relazione alla dimensione relativa al disco. Questo andamento sembra essere più significativo per le galassie a spirale Sa - Sb.

Un altro studio condotto da Abraham & Merrifield (2000) si concentra sulla relazione tra la forza della barra e il tipo morfologico della galassia. Dal campione iniziale di 113 galassie, sono state estratte circa 56 galassie a spirale con  $i < 60^\circ$ . È stato in seguito calcolato il valore della forza della barra e messo in relazione con il tipo morfologico della galassia, parametrizzabile mediante il parametro di concentrazione  $C = r_{100}/r_{30}$ . Quest'ultimo è definito come il rapporto tra i raggi delle isofote contenenti rispettivamente il 100% e il 30% di luce (Abraham et al., 1994). L'unica assunzione restrittiva richiesta nella stima della forza della barra è che la distribuzione di luce corrisponda ad un disco sottile intrinsecamente assisimmetrico a grandi distanze. Tale modello non è accettabile se la galassia è vista di taglio o presenta uno sferoide particolarmente prominente. L'andamento della forza della barra in funzione del parametro di concentrazione è presentato in Figura 1.13.

Si nota come le galassie non barrate, fortemente e debolmente barrate si dispongano nel diagramma in regioni ben specifiche; in particolare le galassie debolmente barrate non sono distribuite tra le galassie non barrate e quelle fortemente barrate, ma sembrano una naturale estensione dei sistemi non barrati. Tali conclusioni si basano, tuttavia, su un campione ristretto ed è pertanto necessaria un'analisi più ampia e approfondita.

Cuomo et al. analizzano un campione di 26 galassie prelevate dalla *Survey Calar Alto Legacy Integral Field Area* (CALIFA, Sánchez et al. 2012) studiando le immagini in banda  $r$  della SDSS (York et al., 2000). Il campione contiene galassie con tipi morfologici che variano da S0 a Scd e hanno una magnitudine totale assoluta  $-18.5 \text{ mag} < M_r < -23.0 \text{ mag}$ . Una volta deproiettate le immagini delle galassie, sono state calcolate la lunghezza e la forza della barra adoperando l'analisi di Fourier; sono state escluse dal campione sei galassie in quanto l'analisi di Fourier non ha identificato chiaramente la presenza di una barra, ed in seguito è stato applicato il metodo di Tremaine & Weinberg (1984) per calcolare la velocità angolare della barra (si veda la Sezione 1.2.4). Dal campione sono state escluse altre sette galassie poiché non è stato possibile ricavare correttamente il valore della velocità angolare della barra a causa di incertezze troppo grandi. Il campione finale di 16 galassie contiene due galassie con barre classificate secondo il tasso di rotazione  $\mathcal{R}$  (Debattista & Sellwood, 2000) come ultraveloci, e poiché non è ancora chiara la dinamica stellare di tali sistemi, tali galassie sono state escluse dalle analisi finali. Il campione finale è stato unito ai dati già presenti in letteratura provenienti dal lavoro di altri autori per costruire una statistica più significativa. Le galassie totali sono 40, suddivise secondo il valore della forza in SAB ( $f_{\text{barra}} < 0.4$ ) e in SB ( $f_{\text{barra}} > 0.4$ ); le galassie SAB ospitano barre più deboli e più corte rispetto alle barre delle galassie SB. Gli scenari di formazione e di evoluzione descritti nella Sezione 1.3 suggeriscono che la presenza di una concentrazione centrale di massa molto prominente possa essere responsabile dell'indebolimento della barra, pertanto è stata realizzata un'analisi fotometrica più approfondita allo scopo di evidenziare una possibile relazione tra le proprietà dello sferoide centrale e la forza della barra. Non è stata trovata alcuna relazione, ciò suggerisce che la presenza di uno sferoide centrale prominente non implica necessariamente un indebolimento della barra.

### 1.2.4 Velocità angolare della barra

La velocità angolare della barra  $\Omega_{\text{barra}}$  (o *pattern speed* in inglese) è la velocità di rotazione della barra attorno all'asse di simmetria della galassia. A differenza della lunghezza e della forza, la velocità angolare della barra è un parametro dinamico che richiede la misura della cinematica delle stelle. In letteratura si è soliti adoperare il tasso di rotazione  $\mathcal{R}$  (o *rotation rate* in inglese) per parametrizzare la velocità angolare della barra. Tale parametro è indipendente dalla distanza della galassia, quantità la cui incertezza associata si ripercuote maggiormente sulla corretta stima della lunghezza della barra e può rendere inaccurato l'intero risultato. Il tasso di rotazione è definito come il rapporto tra il raggio di corotazione  $R_{\text{cor}}$  e la lunghezza della barra  $a_{\text{barra}}$

$$\mathcal{R} \equiv \frac{R_{\text{cor}}}{a_{\text{barra}}}.$$

Il raggio di corotazione è definito come il raggio a cui le forze centrifughe e gravitazionali si bilanciano nel sistema di riferimento della barra e, a sua volta, è definito come il rapporto tra la velocità circolare delle stelle nel disco e la velocità angolare della barra

$$R_{\text{cor}} = \frac{v_{\text{circ}}}{\Omega_{\text{barra}}}.$$

Il tasso di rotazione consente di classificare le barre in veloci, se  $1 \leq \mathcal{R} \leq 1.4$ , o lente, qualora  $\mathcal{R} > 1.4$  (Debattista & Sellwood, 2000) ed è un parametro relativo e non assoluto perché la velocità angolare  $\Omega_{\text{barra}}$  della barra potrebbe essere bassa (ed essere comunque una barra veloce) o alta (ed essere definita comunque come barra lenta). Bisogna infatti tenere presente la lunghezza della barra. Se una barra è lunga fino al raggio di corotazione allora la barra ruota alla massima velocità possibile, ed è pertanto definita veloce. Un esempio è mostrato in Figura 1.14.

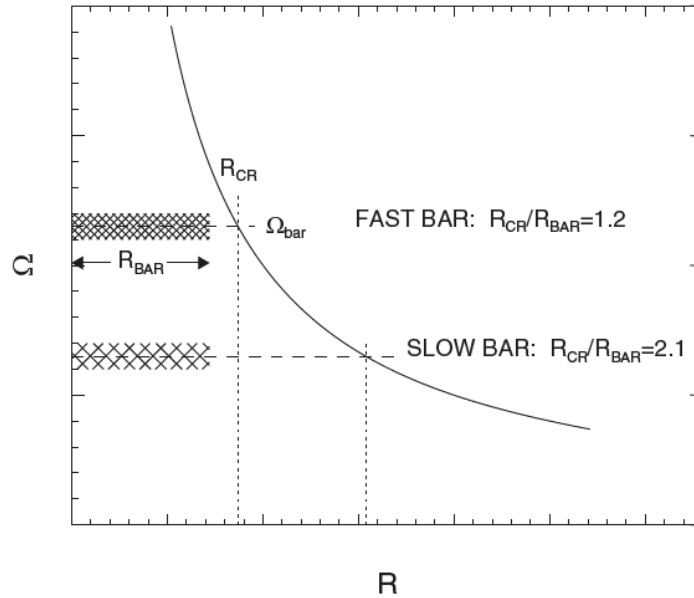


Figura 1.14: Andamento della velocità angolare di una galassia barrata in funzione della distanza radiale. La regione ombreggiata rappresenta la lunghezza della barra  $R_{\text{BAR}}$ , le linee tratteggiate orizzontali identificano il valore di  $\Omega_{\text{barra}}$  per una barra lenta ( $R_{\text{CR}}/R_{\text{BAR}}=2.1$ ) e una barra veloce ( $R_{\text{CR}}/R_{\text{BAR}}=1.2$ ) il cui corrispettivo valore del raggio di corotazione  $R_{\text{CR}}$  è identificato dalle linee punteggiate verticali. Tratto da Rautiainen et al. (2008).

La velocità angolare della barra è il parametro più difficile da calcolare, in letteratura sono stati sviluppati molteplici metodi per stimarne il valore. Ad esempio Vega Beltran et al. (1998) ricavano la velocità angolare della barra studiando la posizione di anelli di gas ionizzato. Gli anelli interni solitamente si trovano nelle vicinanze delle risonanze interne di Lindblad, mentre gli anelli esterni si trovano in prossimità delle risonanze esterne di Lindblad. Mediante la costruzione di un modello di massa della galassia, è possibile ricavare la curva di velocità circolare e il diagramma delle frequenze da cui è possibile ricavare il valore di  $\Omega_{\text{barra}}$ . Un metodo alternativo sviluppato da Puerari & Dottori (1997) analizza la collocazione delle regioni di shock del gas per poter ricavare infine il raggio di corotazione  $R_{\text{cor}}$ . La formazione stellare produce un gradiente azimuthale di età che assume segno opposto su entrambi i lati della corotazione; ciò che si osserva pertanto è uno scambio nell'ordine delle popolazioni stellari giovani e vecchie attraverso i bracci di spirale, come è possibile osservare in Figura 1.15. L'analisi di Fourier delle immagini in blu e in rosso consente di studiare rispettivamente le popolazioni stellari giovani e vecchie del disco galattico, infine dall'intersezione degli angoli di fase delle onde di densità e delle regioni di *shock* del gas, è possibile ricavare la posizione del raggio di corotazione. Il metodo proposto da Lindblad & Kristen (1996) si basa invece sulla costruzione di un modello idrodinamico di gas allo scopo di determinare il potenziale gravitazionale totale della galassia. Tale modello deve essere costituito da una parte assisimmetrica, per riprodurre il contributo del disco, e da una parte perturbata, per descrivere il contributo della barra e di eventuali bracci di spirale. Una volta costruito il modello che meglio riproduce il potenziale totale della galassia, confrontando tale modello con le osservazioni, la curva di rotazione della galassia e le proprietà fotometriche della barra, è possibile ricavare il valore della velocità angolare della barra  $\Omega_{\text{barra}}$ .



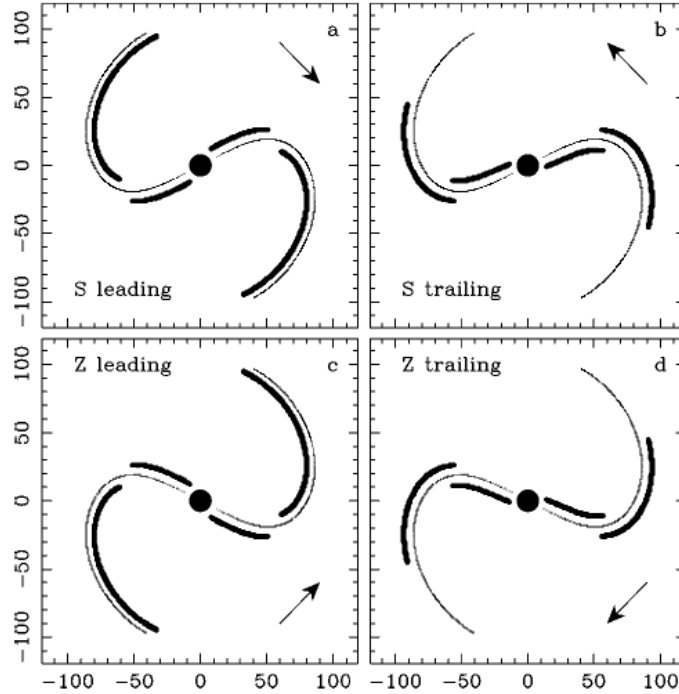


Figura 1.15: Posizione dei fronti di *shock* (linea in grassetto) rispetto alle onde di densità (linee sottili) per diverse configurazioni di una galassia barrata. Nella figura (a) le onde di densità a forma di S precedono i fronti di *shock*, nella figura (b) le onde di densità a forma di S seguono i fronti di *shock*, nella figura (c) le onde di densità a forma di Z precedono i fronti di *shock* ed infine nella figura (d) le onde di densità a forma di Z seguono i fronti di *shock*. Le frecce indicano il verso di rotazione del disco. Tratto da Puerari & Dottori (1997).

Il metodo più diretto per calcolare la velocità angolare della barra è quello proposto da Tremaine & Weinberg (1984). Assunzione fondamentale è che la brillantezza superficiale sia proporzionale alla densità superficiale del tracciante e che questo tracciante soddisfi l'equazione di continuità. Se la barra ruota rigidamente si ha

$$\langle V \rangle = \langle X \rangle \sin(i) \Omega_{\text{barra}}$$

in cui  $i$  è l'inclinazione del disco e  $\langle X \rangle$  e  $\langle V \rangle$  sono rispettivamente gli integrali fotometrico e cinematico definiti come segue

$$\langle X \rangle = \frac{\int X \Sigma d\Sigma}{\int \Sigma d\Sigma} \quad \langle V \rangle = \frac{\int V_{\text{LOS}} \Sigma d\Sigma}{\int \Sigma d\Sigma}$$

in cui  $X$  è la posizione,  $V_{\text{LOS}}$  è la velocità lungo la linea di vista e  $\Sigma$  è la brillantezza superficiale del tracciante. Gli integrali fotometrici e cinematici rappresentano la posizione media e la velocità media lungo la linea di vista del tracciante, misurate lungo delle fenditure che attraversano la barra e che sono parallele all'asse maggiore del disco. L'equazione  $\langle V \rangle = \langle X \rangle \sin(i) \Omega_{\text{barra}}$  è una retta nel piano cartesiano  $(\langle X \rangle, \langle V \rangle)$  con pendenza pari a  $\sin(i) \Omega_{\text{barra}}$  e conoscendo l'inclinazione del disco, è possibile infine esplicitare e ricavare la velocità angolare della barra.

Per una stima accurata di tale quantità, bisogna tenere in considerazione le diverse fonti di errore (Corsini, 2011):

1. Errori di centraggio: determinare correttamente la posizione  $(x_0, y_0)$  del centro della galassia e quindi della velocità di sistema  $v_{\text{sys}}$  è fondamentale per una corretta stima di  $\Omega_{\text{barra}}$ . Nella spettroscopia a campo integrale tale fonte di errore è minimizzata poiché si definisce un sistema di riferimento univoco e comune a tutte le fenditure che permette di conoscere esattamente la posizione del centro galattico.
2. Rapporto segnale-rumore (S/N): la misura degli integrali fotometrici e cinematici è sensibile al rumore dei dati. Nella spettroscopia a fenditura lunga è possibile incrementare il segnale collassando lo spettro relativo ad una fenditura lungo la direzione spaziale, in tale modo si ottiene un spettro monodimensionale con un rapporto S/N molto elevato.
3. Errore sull'angolo di posizione: le fenditure necessarie al calcolo degli integrali cinematici e fotometrici devono essere esattamente parallele all'asse maggiore del disco. Un'incertezza sull'angolo di posizione di circa  $\Delta\text{PA}_{\text{disco}} = 5^\circ$  può produrre un'incertezza nella stima di  $\Omega_{\text{barra}}$  anche del 50% - 100% (Debattista & Williams, 2004). È pertanto necessaria una corretta stima dell'angolo di posizione. Il disallineamento tra l'angolo di posizione e le fenditure è la maggiore causa di incertezza che inoltre dipende dall'inclinazione della galassia e dall'orientazione della barra rispetto alla linea dei nodi. Le galassie con inclinazioni di circa  $60^\circ$  e con un'orientazione della barra con un angolo di posizione di circa  $20^\circ$  rispetto alla linea dei nodi sono meno sensibili al disallineamento.
4. Numero di fenditure: la determinazione di una stima accurata di  $\Omega_{\text{barra}}$  dipende dal numero di fenditure, questo perché interpolando con una retta i dati  $\langle X \rangle$  e  $\langle V \rangle$  si ottiene direttamente  $\sin i \Omega_{\text{barra}}$ .
5. Oscuramento delle polveri: le galassie a disco dei primi tipi morfologici soddisfano appieno le caratteristiche richieste dal Tremaine-Weinberg. Si tratta di galassie con un basso tasso di formazione stellare e un basso contenuto di polveri. Le galassie che presentano bande di polveri ai bordi estremi della barra rendono complicata l'applicazione del metodo, tuttavia, gli effetti possono essere in parte ridotti se si utilizzano dati spettroscopici nell'infrarosso.

Come detto in precedenza, il Tremaine-Weinberg è un metodo che non richiede nessuna particolare assunzione sulla cinematica stellare, tuttavia la stima del tasso di rotazione richiede necessariamente un modello per calcolare la velocità circolare. Nel caso in cui la componente gassosa è assente, per determinare la velocità circolare bisogna correggere la velocità tangenziale delle stelle per *asymmetric drift* (Binney & Tremaine, 1987). La stima di  $\mathcal{R}$  è affetta principalmente dalle incertezze legate alla corretta stima della lunghezza della barra e del raggio di corotazione.

Il lavoro di Aguerri et al. (2015) ha analizzato un campione di circa 15 galassie barrate, il cui tipo morfologico spazia da SB0 a SBbc, per cui è stato possibile applicare il metodo TW. Le misure sono state fatte utilizzando dati di spettroscopia a campo integrale e ciò ha consentito una maggiore accuratezza sul risultato; ha inoltre minimizzato le incertezze legate all'angolo di posizione e al corretto centraggio delle fenditure. I risultati mostrano che non c'è un particolare andamento del tasso di rotazione con il tipo morfologico. Prendendo in considerazione anche i risultati del lavoro di Corsini (2011), il campione totale di galassie per cui è stato applicato il TW è composto da 32 galassie. Il valore medio di  $\mathcal{R}$  per tutte le galassie è circa 1.0 - 1.1, per cui possiamo affermare che le barre sono dei rotatori veloci.

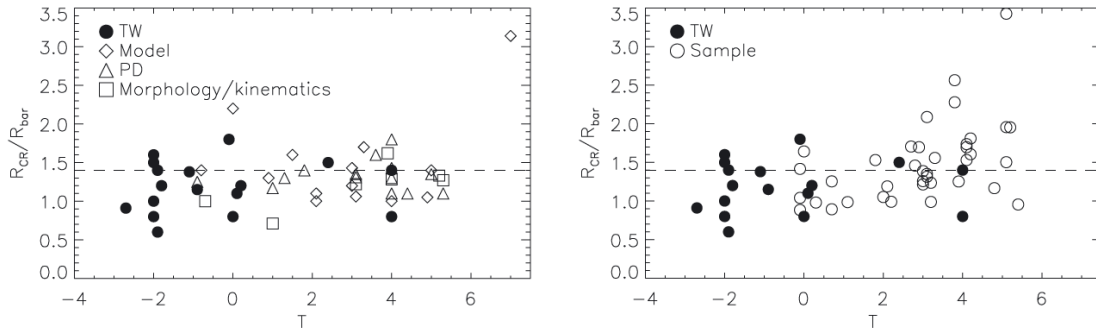


Figura 1.16: A sinistra: stime del tasso di rotazione  $\mathcal{R}$  della barra in funzione del tipo morfologico della galassia, ottenute con diversi metodi. I cerchi neri rappresentano le stime ottenute adoperando il metodo di TW, i diamanti rappresentano quelle ottenute adoperando i modelli dinamici, i triangoli quelle ottenute adoperando il metodo di Puerari & Dottori (1997) ed infine i quadrati rappresentano le stime ottenute analizzando proprietà cinematiche e fotometriche con simulazioni numeriche. A destra: confronto tra i risultati presenti in letteratura ottenuti con il metodo di TW e i risultati ottenuti da Rautiainen et al. (2008) adoperando un modello dinamico. Tratto da Rautiainen et al. (2008).

Rautiainen et al. (2008) hanno stimato il valore di  $\Omega_{\text{barra}}$  per un campione di 38 galassie barrate prelevate dall'*Ohio State University Bright Spiral Galaxy Survey* (Eskridge et al., 2002). I modelli delle galassie sono stati costruiti a partire dalla distribuzione di luce, assumendo un rapporto massa-luminosità costante. Per determinare il valore del raggio di corotazione e della velocità angolare della barra, è stata analizzata la risposta del gas e delle stelle del disco alla rotazione rigida del potenziale. Alcune galassie del campione sono già state studiate da altri autori, pertanto è stato possibile effettuare un confronto tra diversi metodi adoperati per stimare la velocità e il tasso di rotazione della barra. In Figura 1.16 è mostrato un confronto tra i diversi metodi adoperati per stimare il tasso di rotazione delle barre. Il tasso di rotazione della barra varia con il tipo morfologico della galassia, per le galassie di tipo SB0/SBab il valore medio del tasso di rotazione è  $\mathcal{R} = 1.15 \pm 0.25$ , per le galassie di tipo SBb vale  $\mathcal{R} = 1.44 \pm 0.29$  ed infine per le galassie di tipo SBbc/Sbc vale  $\mathcal{R} = 1.82 \pm 0.63$ . Le galassie dei primi tipi morfologici sembrano ospitare una barra veloce ( $\mathcal{R} \leq 1.4$ ), mentre le galassie degli ultimi tipi morfologici possono ospitare barre sia veloci che lente.

## 1.3 Formazione ed evoluzione delle galassie barrate

### 1.3.1 Nascita delle barre

Abbiamo visto che nell'universo locale circa la metà delle galassie a disco osservate in ottico presenta una barra, mentre ad alti *redshift* le barre sembrano essere meno comuni. Analizzare i processi di formazione delle barre può aiutare a far chiarezza su come la frazione di galassie barrate evolva con il *redshift*. I processi di formazione delle barre sono essenzialmente due: la formazione spontanea, e la formazione indotta (Friedli, 1999). Le galassie a disco possono sviluppare spontaneamente una barra a partire da dischi stellari instabili. Tali barre si formano solitamente in galassie degli ultimi tipi morfologici, hanno un profilo di densità esponenziale e solitamente sono barre veloci. Le galassie che invece interagiscono con altre galassie sviluppano barre con caratteristiche diverse. Tali barre si formano in galassie di tipo Sa - Sb, hanno un profilo di densità piatto e sono barre lente.

Le simulazioni numeriche *N-corpi* consentono di studiare nel dettaglio la formazione e l'evoluzione delle barre. I risultati del lavoro di Martinez-Valpuesta et al. (2017) mostrano come gli effetti dell'ambiente influenzano la formazione della barra, inoltre le interazioni con altre galassie possono innescare la formazione di barre in dischi stabili. A tale scopo sono state adoperate  $5 \times 10^5$  particelle per la descrizione del disco esponenziale e altrettante particelle per descrivere l'alone di materia oscura in due simulazioni (SIMI0 e SIMI1) che differiscono nella distribuzione di massa in quanto hanno rispettivamente una massa totale di  $3.99 \times 10^{11} M_{\odot}$  e  $2.17 \times 10^{11} M_{\odot}$  e contengono il 30% e il 50% di massa totale entro il raggio di 7 kpc nel disco. Con tali impostazioni si hanno due simulazioni distinte, una in cui la galassia non sviluppa una barra nelle prime fasi (SIMI0) e una in cui la galassia sviluppa una forte barra prima ancora di interagire con un altro oggetto (SIMI1).

La simulazione SIMI0 è stata concepita per non formare inizialmente una barra e ciò è reso possibile imponendo un'alta concentrazione centrale di densità di massa. La barra si formerà in seguito ad un'interazione con un oggetto esterno per cui l'alone e il disco perderanno momento angolare a causa delle distorsioni mareali dovute alla vicinanza dell'oggetto. Una volta formata la barra, il disco comincerà a perdere momento angolare in favore dell'alone di materia oscura. Più lenta è l'interazione, più forte è la barra che si forma. Per tutta la durata della simulazione la barra mantiene un valore di velocità angolare costante.

Nella simulazione SIMI1 si ha lo sviluppo di una barra piatta in un tempo  $\tau \leq 2$  Gyr, poi la barra si indebolisce e riprende la sua evoluzione, cambiando la sua struttura e diventando lentamente più lunga e forte. La velocità angolare della barra, a differenza della simulazione descritta in precedenza, decresce continuamente. In seguito all'interazione con un oggetto con le stesse dimensioni della galassia che ospita la barra, si ha una nuova evoluzione nella struttura della barra. La struttura risultante ha proprietà molto simili alla barra formata in precedenza quando la galassia era isolata, la differenza più significativa è che la barra diventa più lenta in termini di velocità angolare e più corta. Dal punto di vista della cinematica, in entrambe le simulazioni si ha un aumento della dispersione di velocità del disco di cui, tuttavia, ne resta incerta l'origine poiché non è possibile imputare tale riscaldamento del disco alla barra o all'interazione in quanto è osservabile solo quando la barra è indebolita a causa dell'interazione. È possibile pertanto concludere che in entrambe le simulazioni le interazioni favoriscano la formazione di barre e ciò avviene indipendentemente dalle proprietà intrinseche della galassia.

### 1.3.2 Evoluzione delle barre

Le barre non sono oggetti statici; una volta formate, esse evolvono su scale dinamiche ( $\tau \sim 0.1$  Gyr) o su scale cosmologiche ( $\tau \sim 10$  Gyr) cambiando forma e parametri strutturali e interagendo con le diverse componenti della struttura galattica. Una barra giovane ha un'età di  $\tau \sim 1 - 2$  Gyr e si presenta come un ellissoide molto schiacciato e sottile. L'evoluzione secolare produce una seconda instabilità nel disco galattico che ha come conseguenza un aumento dello spessore della barra. La barra si presenta adesso come un ellissoide rigonfio e ben visibile nel disco. Tale processo è noto in inglese come *buckling instability*. Quest'ultimo tende inoltre a indebolire la barra in termini di forza e può indurre la formazione di uno pseudosferoide (Kormendy & Kennicutt, 2004), una struttura simile ad uno sferoide centrale con caratteristiche ben diverse dalla struttura classica. Lo pseudosferoide può essere di forma rettangolare o a nocciolina (in inglese *peanut*) e presenta un profilo di brillantezza superficiale esponenziale, gli sferoidi classici invece hanno una forma più tondeggiante e presentano un profilo di brillantezza superficiale che segue la legge di de Vaucouleurs.

Durante l'evoluzione di una barra, anche i parametri strutturali variano con il tempo. La velocità angolare della barra tende a decrescere, il raggio di corotazione si sposta a distanze radiali maggiori e la lunghezza della barra aumenta; l'effetto netto è un rallentamento della barra ovvero un aumento del tasso di rotazione  $\mathcal{R}$ . La presenza di gas può contribuire significativamente all'evoluzione di una barra. Il gas è una componente dissipativa che tende a frenare la decelerazione della barra, in quanto il gas tende a scambiare momento angolare a favore della barra. Tale processo è comunque temporaneo, in quanto poi la barra torna a rallentare proseguendo la naturale evoluzione.

### 1.3.3 Dissoluzione delle barre

Esistono diversi processi interni ed esterni che possono portare alla dissoluzione della barra. In particolare la formazione di una concentrazione elevata di massa nelle regioni centrali, ad esempio l'accumulo di gas o l'accrescimento di un buco nero supermassiccio, può causarne una repentina disgregazione. Tale concentrazione di massa influenza e modifica la dinamica e la struttura delle orbite che costituiscono la barra; le orbite diventano più caotiche e il disco diventa dinamicamente caldo. La barra si indebolisce e le orbite che formano la struttura della medesima si orientano in modo casuale in quanto il potenziale della barra non è più in grado di mantenerle in tale configurazione. Il tempo di dissoluzione della barra può variare da un minimo di 0.2 Gyr fino a 20 Gyr.

La presenza di un alone di materia oscura tende a decrescere i tempi evolutivi di una barra in quanto per effetto di frizione dinamica quest'ultima viene rallentata ( $\mathcal{R} \leq 1.4$ ), in particolare maggiore è il contenuto di materia oscura, minore è il tempo di vita di una barra. Anche in questo caso le simulazioni numeriche consentono di analizzare come la barra interagisce ed evolve all'interno di un sistema in cui l'alone di materia oscura è più o meno concentrato. Debattista & Sellwood (2000) hanno sviluppato diverse simulazioni numeriche i cui risultati hanno mostrato che le barre ospite in galassie che dispongono di un alone denso di materia oscura, subiscono un forte frenamento dinamico e che solo in determinate condizioni le barre riescono a mantenere costante la loro velocità angolare. Aloni isotropi e densi di materia oscura producono un rallentamento della barra, ma non solo; tale fenomeno avviene anche nel caso di aloni non rotanti o controrotanti. Tutte le barre delle simulazioni numeriche adoperate hanno subito un decremento della velocità angolare come conseguenza alla perdita di momento angolare, risultato non banale in quanto le barre non sono oggetti rigidi. Le barre riescono a mantenere costante la velocità angolare solo se l'alone ha una densità centrale sufficientemente bassa, oppure se l'alone è fortemente rotante o infine se le barre sono troppo giovani da non essere state ancora rallentate. Le barre risultano essere strutture rare nell'universo primordiale e le loro età si stimano essere intorno ai 4 Gyr, vi è quindi un tempo sufficientemente lungo affinché la frizione cominci ad influenzare la dinamica delle barre. Gli aloni di materia oscura fortemente rotanti necessitano di un momento angolare molto grande per consentire alle barre di restare veloci.

Altre simulazioni numeriche analizzano invece la morfologia e la cinematica delle barre in modelli con diverse concentrazioni di materia oscura. Le simulazioni di Athanassoula & Misiriotis (2002) mostrano che in un modello con un alone di materia oscura maggiormente concentrata nelle regioni centrali, la barra risulta essere più lunga, forte e sottile rispetto a quella che si forma in un modello in cui l'alone è meno concentrato e il disco domina maggiormente. I principali modelli utilizzati sono pertanto un modello in cui domina l'alone (MH), un modello in cui domina il disco (MD) che non dispongono di uno sferoide centrale, e infine un modello in cui il disco è molto massivo ed è presente uno sferoide centrale (MDB). Tutti i modelli mostrano una curva di rotazione piatta entro 5 volte il

raggio di scala del disco; mentre la curva di rotazione del modello MH mostra una decrescita oltre i 15 raggi di scala del disco, il modello del disco massivo con e senza lo sferoide mantengono un tratto costante anche a grandi raggi, il numero di particelle adoperato per la descrizione del disco è uguale al numero di particelle adoperato per l'alone. Come detto in precedenza le barre formate nei tre modelli hanno caratteristiche molto diverse: la barra nel modello MH è più lunga e forte rispetto a quella del modello MD, invece la barra del modello con sferoide presenta caratteristiche intermedie ma più simili a quelle del modello in cui l'alone domina massivamente. In tutte le simulazioni, oltre la formazione di una barra, si sono formate altre strutture come ad esempio anelli, se osservato di taglio il modello MD dispone di superfici di isodensità di tipo rettangolare, il modello MDB ha invece superfici di isodensità a forma di una nocciolina. Il modello in cui domina l'alone mostra invece delle superfici di isodensità inizialmente a forma di nocciolina e in seguito a forma di X. Infine per quanto riguarda la cinematica, tutti i tre modelli presentano un campo di velocità distorto a causa della presenza della barra, le orbite sono allungate lungo la barra e la dispersione di velocità è alta nell'intera regione della barra. La cinematica del modello con sferoide presenta delle caratteristiche intermedie a quelli del modello MH e del modello MD. In tutte le simulazioni la formazione e l'evoluzione della barra è seguita da un sostanziale afflusso di materiale del disco verso le regioni centrali.

## 1.4 Scopo e schema della tesi

Lo scopo di questo elaborato è la misura della velocità angolare della barra della galassia NGC 4277, una galassia lenticolare posta in direzione dell'Ammasso della Vergine. L'elaborato è strutturato come segue:

- Nel primo capitolo verranno presentate le proprietà, la formazione e l'evoluzione delle galassie barrate. Nella Sezione 1.1 saranno descritte la morfologia, la distribuzione di luce e la dinamica delle barre. Nella Sezione 1.2 saranno discusse la frazione, la lunghezza, la forza e la velocità angolare delle barre. Nella Sezione 1.3 verranno trattate la formazione e l'evoluzione delle barre. Infine nella Sezione 1.4 verranno definiti lo scopo e lo schema della tesi.
- Nel secondo capitolo verranno presentate le proprietà della galassia presa in esame e l'acquisizione e la riduzione dei dati spettroscopici. Nella Sezione 2.1 saranno descritte le caratteristiche e le proprietà generali della galassia NGC 4277. Nella Sezione 2.2 sarà discussa la strumentazione spettroscopica adoperata. Nella Sezione 2.3 verranno trattate le procedure di acquisizione dati. Infine nella Sezione 2.4 verranno discusse le procedure di riduzione dei dati.
- Nel terzo capitolo verranno descritte le procedure di analisi dei dati spettroscopici. Nella Sezione 3.1 saranno descritte le procedure adoperate per ricavare la cinematica stellare della galassia. Infine nella Sezione 3.2 saranno discusse le procedure per calcolare gli integrali cinematici e fotometrici necessari all'applicazione del metodo di TW.
- Nel quarto capitolo verranno presentate le procedure realizzate per stimare la velocità angolare e il tasso di rotazione della barra di NGC 4277. Nella Sezione 4.1 saranno descritte le procedure realizzate per misurare la velocità angolare della barra. Nella Sezione 4.2 saranno discusse le procedure realizzate per determinare la velocità circolare del disco. Infine nella Sezione 4.3 sarà determinato il tasso di rotazione della barra.
- Nel quinto capitolo verranno riassunti i risultati e discusse le conclusioni sulla struttura e sulla formazione della galassia barrata NGC 4277.

---

## Capitolo 2

# Acquisizione e riduzione dei dati spettroscopici

In questo capitolo verranno presentate le proprietà della galassia presa in esame e l'acquisizione e la riduzione dei dati spettroscopici. Nella Sezione 2.1 saranno descritte le caratteristiche e le proprietà generali della galassia NGC 4277. Nella Sezione 2.2 sarà discussa la strumentazione spettroscopica adoperata. Nella Sezione 2.3 verranno trattate le procedure di acquisizione dati. Infine nella Sezione 2.4 verranno discusse le procedure di riduzione dei dati.

### 2.1 NGC 4277

#### 2.1.1 Proprietà generali

NGC 4277 è una galassia barrata di tipo intermedio tra lenticolare e a spirale dei primi tipi morfologici, presenta uno sferoide centrale molto prominente e una barra debolmente visibile mentre il disco non mostra grosse evidenze di bracci di spirale. NGC 4277 è classificata come SBa da Binggeli et al. (1985), SAB(rs)0/a da de Vaucouleurs et al. (1991), SB0<sup>0</sup> da Baillard et al. (2011) e SAB(rs)0<sup>+</sup> da Buta et al. (2015). Si osserva in direzione dell'ammasso della Vergine con coordinate equatoriali  $\alpha(J2000) = 12^{\text{h}} 20^{\text{m}} 03.721^{\text{s}}$  e  $\delta(J2000) = +05^{\circ} 20' 28.90''$ . Viene catalogata come possibile membro dell'ammasso (Kim et al., 2014) e designata con la sigla VCC 386 (Binggeli et al., 1985) ma non vi appartiene data la sua maggiore distanza. Infatti si trova a  $D = 33.9$  Mpc, come si ottiene dalla velocità di recessione rispetto al sistema di riferimento della radiazione cosmica di fondo pari a  $v_{3K} = 2542 \pm 48$  km s<sup>-1</sup> (Fixsen et al., 1996) assumendo un valore della costante di Hubble pari a  $H_0 = 75$  km s<sup>-1</sup> Mpc<sup>-1</sup>. La magnitudine apparente totale in banda  $B$  è pari a  $B_T = 13.38$  mag (de Vaucouleurs et al., 1991) che corrisponde ad una magnitudine assoluta totale  $M_B = -19.27$  mag. Le dimensioni apparenti in cielo sono  $D \times d = 1.05' \times 0.87'$  (de Vaucouleurs et al., 1991), che in unità fisiche equivalgono a  $D \times d = 10.3$  kpc  $\times$  8.6 kpc e che corrispondono agli assi maggiore e minore dell'isofota di brillantezza superficiale  $\mu_B = 25$  mag arcsec<sup>-2</sup>. L'angolo di posizione del disco è pari a  $\text{PA}_{\text{disco}} = 132^{\circ}3$  (Makarov et al., 2014). NGC 4277 ha una massa stellare  $M_* = 7 \times 10^8 M_{\odot}$  e una massa di idrogeno neutro inferiore a  $M_{\text{HI}} = 8 \times 10^9 M_{\odot}$  misurate da van Driel et al. (2016) con la distanza adottata.

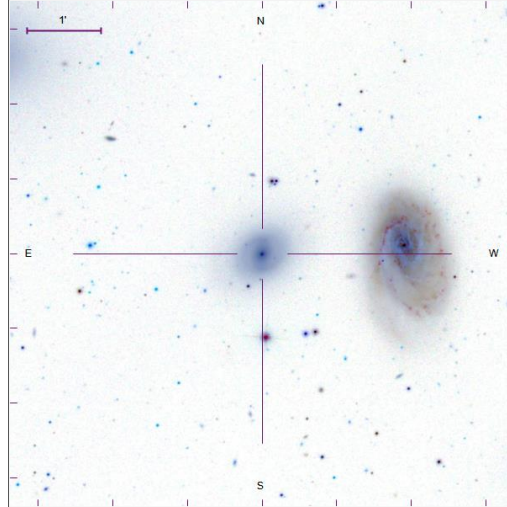


Figura 2.1: Immagine in falsi colori di NGC 4277 tratta dalla *Data Release 12* della *Sloan Digital Sky Survey*. L'orientazione del campo di vista di  $6' \times 6'$  è indicata dalla croce viola centrata sulla galassia. La galassia a spirale ad ovest di NGC 4277 è NGC 4273.

Comerón et al. (2014), analizzando un campione di oltre 700 galassie barrate allo scopo di rilevare strutture secondarie nel disco, trovano che NGC 4277 sembra avere uno pseudo anello interno leggermente più grande dell'estensione della barra. Un altro studio condotto da van Driel et al. (2000) analizza l'emissione dell'idrogeno neutro in un campione di 44 galassie poste in direzione dell'Ammasso della Vergine. I risultati mostrano che il profilo della riga dell'idrogeno neutro di NGC 4277 è contaminato dalla presenza della galassia a spirale NGC 4273 posta ad una distanza angolare di  $1.9'$  e che forma una coppia stretta con NGC 4277. NGC 4273 mostra un profilo radiale di brillantezza superficiale con un cambio di pendenza nelle regioni più esterne del disco imputabile proprio alla vicinanza di NGC 4277 (Pohlen & Trujillo, 2006).

### 2.1.2 Lunghezza e forza della barra

La lunghezza della barra di NGC 4277 è stata calcolata da Sbaffoni (2018) utilizzando il metodo dell'analisi di Fourier e il profilo di PA e da Cuomo (2018, comunicazione privata) con una decomposizione fotometrica come descritto nella Sezione 1.2.2. In Figura 2.2 sono presentati i profili radiali di  $I_n/I_0$  e  $I_{\text{barra}}/I_{\text{barra}}$  di NGC 4277 estratti dall'analisi di Fourier necessari per il calcolo della lunghezza della barra. In Figura 2.3 è presentata la decomposizione fotometrica della galassia NGC 4277 effettuata con l'algoritmo GASP2D (Méndez-Abreu et al., 2008) mentre i corrispondenti parametri strutturali sono presentati in Tabella 2.1.

Il valore dell'angolo di posizione del disco necessario alla deproiezione adottato è quello ricavato dalla decomposizione fotometrica ( $PA_{\text{disco}} = 124^\circ.73$ ) e non quello fornito da Makarov et al. (2014) ( $PA_{\text{disco}} = 132^\circ.3$ ), questo perché in generale il valore riportato nei cataloghi astronomici non mappa correttamente il disco essendo misurato ad un dato livello di brillantezza superficiale. La forza della barra è stata derivata dall'analisi di Fourier (Sbaffoni, 2018) e, mediante l'ellitticità delle isofote della barra ottenuta con la decomposizione fotometrica, è stata ricavata una stima alternativa adoperando la definizione fornita da Aguerri et al. (2009) (si veda la Sezione 1.2.3). I valori della lunghezza e della forza della barra sono riportati nella Tabella 2.2.



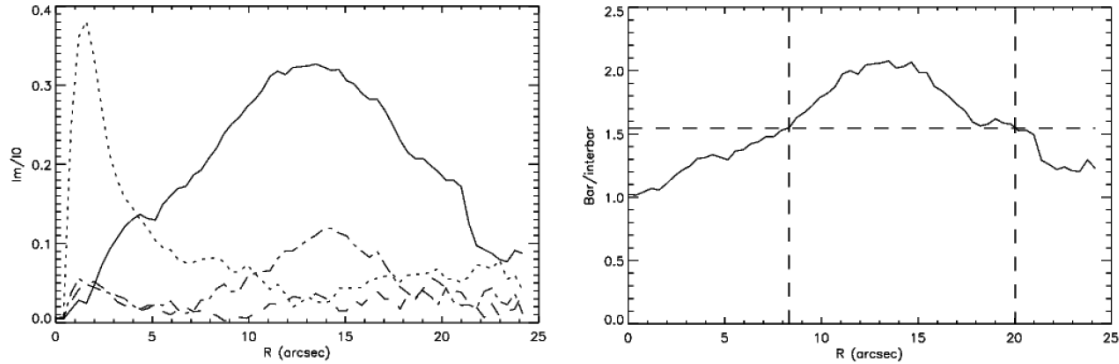


Figura 2.2: A sinistra: andamento dei rapporti  $I_n/I_0$  in funzione della distanza radiale per la galassia NGC 4277. La linea continua rappresenta la componente di Fourier di ordine  $n = 2$ , le altre linee rappresentano le componenti di Fourier di ordine  $n = 1$  (linea punteggiata),  $n = 3$  (linea a tratti e a punti) e  $n = 5$  (linea tratteggiata). A destra: andamento del rapporto  $I_{\text{barra}}/I_{\text{interbarra}}$  in funzione della distanza radiale per NGC 4277. Le linee verticali tratteggiate delimitano la larghezza a mezza altezza rappresentata invece dalla linea tratteggiata orizzontale. Tratto da Sbaffoni (2018).

	Sferoide		Disco		Barra
$\mu_e$	19.32 mag arcsec <sup>-2</sup>	$\mu_0$	20.09 mag arcsec <sup>-2</sup>	$\mu_0$	21.40 mag arcsec <sup>-2</sup>
$r_e$	1.77''	$h_{\text{in}}$	11.36''	$a_{\text{barra}}$	20.78''
$n$	2.08	$h_{\text{out}}$	15.35''	$n$	1.23
$q_{\text{sferoide}}$	0.84	$r_{\text{break}}$	36.16''	$q_{\text{barra}}$	0.34
$\text{PA}_{\text{sferoide}}$	135°10	$q_{\text{disco}}$	0.76	$\text{PA}_{\text{barra}}$	175°59
$L_{\text{sferoide}}/L_{\text{T}}$	0.11	$\text{PA}_{\text{disco}}$	124°73	$L_{\text{barra}}/L_{\text{T}}$	0.07
		$L_{\text{disco}}/L_{\text{T}}$	0.82		

Tabella 2.1: Parametri strutturali della decomposizione fotometrica di NGC 4277. Tratto da Cuomo (2018).

	Metodo di Fourier	Profilo di PA	Decomposizione fotometrica
$a_{\text{barra}}$ [arcsec]	20.04 <sup>+1.98</sup> <sub>-0.47</sub>	19.01 ± 0.67	20.78 ± 0.07
$f_{\text{barra}}$	0.28	...	0.22

Tabella 2.2: Lunghezza e forza della barra di NGC 4277. Tratto da Sbaffoni (2018) e Cuomo (2018).

Il valore della lunghezza adottata per la stima del tasso di rotazione della barra è dato dalla media pesata delle misure ottenute nei diversi metodi  $a_{\text{barra}} = 20.76'' \pm 0.07''$ , che in unità lineari corrisponde a  $a_{\text{barra}} = 3.41 \pm 0.01$  kpc assumendo una distanza  $D = 33.9$  Mpc. I risultati ottenuti da Marinova & Jogee (2007) mostrano che la maggior parte delle galassie barrate presenta una barra con  $a_{\text{barra}} \leq 5$  kpc e circa la metà contiene una barra con  $2 \text{ kpc} \leq a_{\text{barra}} \leq 5$  kpc. La lunghezza barra di NGC 4277 sembra pertanto essere in accordo con quanto trovato da Marinova & Jogee (2007). Il valore della forza della barra di NGC 4277 è dato dalla media delle misure ottenute nei diversi metodi  $f_{\text{barra}} = 0.25 \pm 0.03$ . I risultati ottenuti da Aguerri et al. (2009) mostrano che il valore mediano della forza delle barre nelle galassie lenticolari è pari a 0.16, mentre le galassie a spirali dei primi tipi morfologici hanno un valore mediano della forza pari a 0.19. In NGC 4277 la barra è invece più forte. L'interazione della galassia compagna NGC 4273 potrebbe influire sulle proprietà osservate della barra di NGC 4277, in quanto le simulazioni numeriche mostrano infatti che le galassie in interazione formano barre più forti (Martinez-Valpuesta et al., 2017).

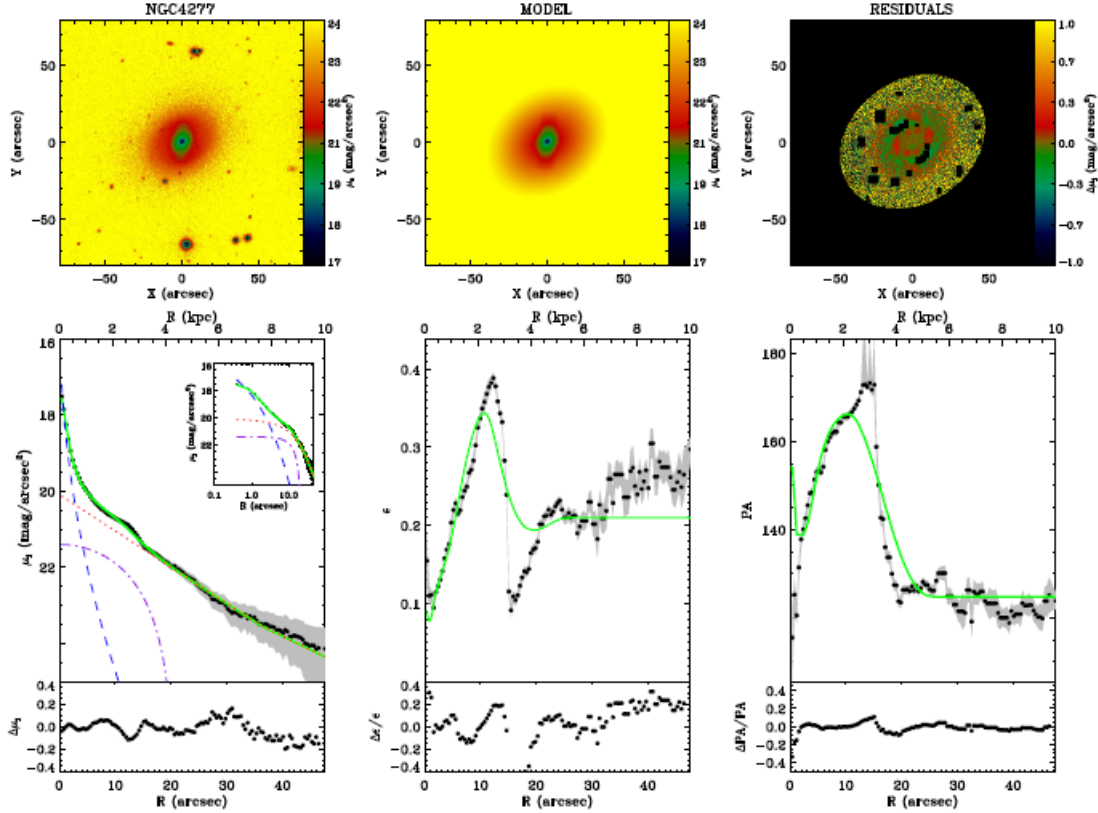


Figura 2.3: Decomposizione fotometrica bidimensionale dell'immagine in banda  $i$  della galassia NGC 4277 realizzata con GASP2D. In alto a sinistra: immagine osservata della galassia, tratta dalla *Data Release 12* della *Sloan Digital Sky Survey*. In alto al centro: immagine del modello costruito come una combinazione di sferoide, disco e barra. In alto a destra: immagine dei residui della sottrazione del modello dall'immagine osservata. In basso a sinistra: profilo radiale di brillantezza superficiale. In basso al centro: profilo radiale di ellitticità  $e$ . In basso a destra: profilo radiale dell'angolo di posizione. In particolare, nel riquadro a sinistra, i punti neri sono i valori della brillantezza superficiale osservata, la linea tratteggiata blu rappresenta il contributo dello sferoide, la linea punteggiata rossa rappresenta il contributo del disco mentre la linea a tratti e a punti viola rappresenta il contributo della barra. Infine la linea continua verde rappresenta la distribuzione della brillantezza superficiale mediata sulle ellissi per il miglior modello di interpolazione. Nel riquadro centrale e a destra, i punti neri rappresentano rispettivamente i valori dell'ellitticità e del PA, mentre la linea continua verde si riferisce al profilo mediato sulle ellissi per il miglior modello interpolato. Tratto da Cuomo (2018).

NGC 4277 soddisfa appieno i requisiti del metodo di Tremaine-Weinberg per la misura di  $\Omega_{\text{barra}}$ . Infatti non ci sono grosse evidenze di bande di polvere né di bracci di spirale nel disco che possano complicare l'analisi, inoltre non sono presenti molte stelle di campo che possano contaminare le misure cinematiche. La barra si trova ad un angolo intermedio tra l'orientazione dell'asse maggiore e dell'asse minore riducendo l'incertezza sulla corretta identificazione degli angoli di posizione della barra e del disco.

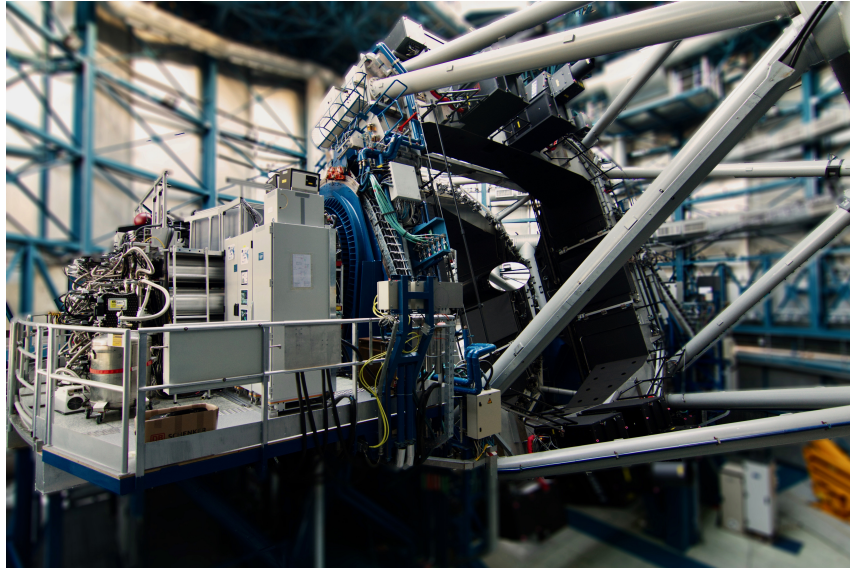


Figura 2.4: Lo spettrografo MUSE montato al Very Large Telescope in Cile. Tratto dal sito *web* ufficiale di MUSE.

## 2.2 Caratteristiche del *Multi-Unit Spectrograph Explorer*

I principali strumenti adoperati nell'astronomia ottica sono le camere e gli spettrografi. Nella maggior parte dei casi, le osservazioni astronomiche cominciano con una campagna fotometrica, così da identificare le sorgenti interessate per poi effettuare l'osservazione spettrografica allo scopo di studiare le proprietà fisiche e dinamiche degli oggetti selezionati. È necessario perciò effettuare immagini di grosse porzioni di cielo prima di selezionare correttamente l'oggetto e tale procedura richiede un notevole dispendio di tempo. Inoltre, il numero totale di sorgenti in una tipica campagna fotometrica è molto maggiore rispetto a quanto è possibile osservare con uno spettrografo. La selezione degli oggetti si basa su una serie di immagini di diverse bande fotometriche necessarie per selezionare l'intervallo spettrale appropriato. Tale procedura risulta essere poco efficiente, ecco perché nasce l'esigenza di costruire uno strumento capace di effettuare sia immagini che osservazioni spettroscopiche. Gli spettrografi a campo integrale ricoprono oggi un ruolo fondamentale nella strumentazione dei moderni telescopi, tuttavia la maggior parte di essi dispone di un campo di vista così limitato che consente lo studio di singoli oggetti. Il *Multi-Unit Spectrograph Explorer* (MUSE<sup>1</sup>, Bacon et al. 2006, Henault et al. 2003) è il primo spettrografo a campo integrale capace di coniugare le potenzialità di una camera all'efficienza di uno spettrografo di alta qualità avendo un ampio campo di vista, un'elevata risoluzione spaziale, un ampio intervallo spettrale e un elevato potere risolutivo. MUSE è uno strumento dalle elevate potenzialità. È il primo spettrografo capace di osservare un'ampia porzione di cielo senza alcuna procedura di preselezione, è il primo strumento che grazie ad un sistema di ottica adattiva efficiente e un'elevata risoluzione spaziale può osservare il cielo nella maggior parte delle condizioni atmosferiche, ottimizzato per lavorare con tempi di integrazione molto lunghi e capace di rilevare sorgenti molto deboli.

---

<sup>1</sup>Le caratteristiche dello strumento sono consultabili al sito:  
<https://www.eso.org/sci/facilities/develop/instruments/muse.html>

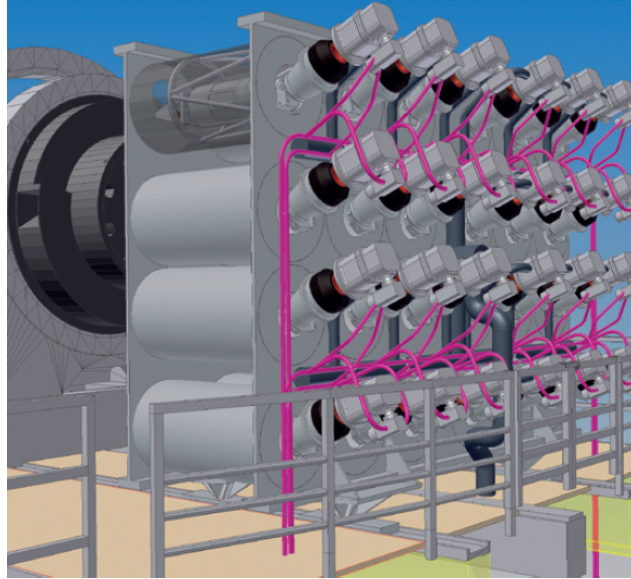


Figura 2.5: Schema delle 24 unità spettroscopiche a campo integrale di MUSE. Tratto da Bacon et al. (2006).

Montato al telescopio *Yepun* di 8.2 m del *Very Large Telescope* (VLT) dell'European Southern Observatory (ESO) al Cerro Paranal in Cile e operativo dal 31 gennaio 2014, MUSE opera nominalmente tra  $\lambda = 465$  nm e  $\lambda = 930$  nm con una risoluzione spettrale media  $R \sim 3000$ . MUSE dispone di un ampio campo di vista di  $1' \times 1'$  con un campionamento spaziale di  $0.2'' \times 0.2''$  nella modalità *Wide Field Mode* (WFM, Leibundgut et al. 2017). Lo strumento può lavorare anche in modalità ad alta risoluzione spaziale *Narrow Field Mode* (NFM, Leibundgut et al. 2019) con un campo di vista di  $7.5'' \times 7.5''$  e campionamento spaziale di  $0.025'' \times 0.025''$ . In questa modalità MUSE è capace di raggiungere il limite di diffrazione nell'intervallo spettrale compreso tra  $\lambda = 600$  nm e  $\lambda = 1000$  nm.

Lo strumento dispone di 24 rilevatori MIT/LL CCD da  $4000 \text{ pixel} \times 4000 \text{ pixel}$  ed è costituito da 24 moduli di unità a campo integrale (in inglese *Integral Field Unit* o in breve IFU) come è possibile osservare schematicamente in Figura 2.5. Il campo di vista viene quindi suddiviso in 24 canali di larghezza  $2.5''$ , uno per ogni IFU, che verranno divisi a loro volta in 48 mini-fenditure delle dimensioni di  $15'' \times 0.25''$ , per un totale di 1152 fenditure. Ogni insieme di 48 fenditure viene analizzato da uno spettrografo che fornisce uno spettro di media risoluzione. MUSE dispone inoltre di un sistema di ottica adattiva che consente allo strumento di raggiungere prestazioni ancora più elevate. Il sistema di ottica adattiva realizzato specificatamente per MUSE si chiama GALACSI (Stuik et al., 2006). Le correzioni per l'ottica adattiva sono effettuate dallo specchio secondario del VLT. Il sistema si avvale di quattro stelle-guida artificiali realizzate con un laser al sodio poste al di fuori del campo di vista scientifico per minimizzare la quantità di luce diffusa e di una stella naturale posta all'interno del campo di vista per la correzione dell'inclinazione media del fronte d'onda. In Tabella 2.3 sono riassunte le caratteristiche delle modalità dello spettrografo MUSE.

Le applicazioni astrofisiche di MUSE sono molto varie, dal monitoraggio spettroscopico dei pianeti più esterni del Sistema Solare allo studio delle galassie ad alti *redshift*. La modalità *WFM* consente di studiare oggetti posti  $z > 6$  che costituiscono i progenitori delle attuali galassie. Tali sorgenti sono estremamente deboli e possono essere trovate solo osservando la riga di emissione

Configurazione strumentale			
Intervallo spettrale		465 - 930 nm	
Potere risolutivo		2000 - 4000	
WFM		NFM	
Campo di vista	$1' \times 1'$	Campo di vista	$7.5'' \times 7.5''$
Campionamento spaziale	$0.2'' \times 0.2''$	Campionamento spaziale	$0.025'' \times 0.025''$
Risoluzione spaziale	$0.3'' - 0.4''$	Risoluzione spaziale	$0.030'' - 0.050''$

Tabella 2.3: Configurazione strumentale e caratteristiche delle modalità WFM e NFM di osservazione di MUSE. In tabella sono presentati l'intervallo spettrale e il potere risolutivo dello strumento. Sono inoltre riportate le caratteristiche principali delle modalità di osservazione: il campo di vista, ovvero la massima porzione di cielo osservabile espresso in unità angolari; il campionamento spaziale, ovvero l'area di cielo coperta da un *pixel* quadrato; e la risoluzione spaziale, ovvero la FWHM. Tratto dal sito *web* ufficiale di MUSE.

$\text{Ly}\alpha$  a  $\lambda = 121.6 \text{ nm}$ . MUSE è capace di rilevare molte di queste sorgenti attraverso una serie di osservazioni di diverse aree e diversa profondità con un tempo di integrazione molto lungo che può raggiungere anche il centinaio di ore, che consentono anche di analizzare nuclei galattici attivi e mappare la crescita di aloni di materia oscura. MUSE può realizzare mappe bidimensionali dettagliate della cinematica stellare e di popolazioni stellari di galassie a basso *redshift* e di studiare galassie interagenti. La modalità NFM è invece dedicata allo studio dettagliato di oggetti singoli ad alta risoluzione spaziale come ad esempio buchi neri supermassicci (Bacon et al., 2006).

Il sistema ottico e meccanico di MUSE è stato progettato e realizzato con estrema cura in modo da consentire un'elevata stabilità durante le lunghe esposizioni. Lo strumento dispone inoltre di un sistema metrologico per mantenere l'asse ottico allineato entro i limiti di tolleranza concessi. Il sistema criogenico mantiene i 24 CCD a basse temperature grazie ad appositi contenitori di azoto liquido posti al di fuori della piattaforma strumentale per evitare la trasmissione di vibrazioni al telescopio. Lo strumento globalmente pesa circa 8 tonnellate e occupa un volume di circa  $50 \text{ m}^3$  rendendo MUSE uno dei più grandi strumenti mai realizzati per il VLT. Accedere alle singole componenti dello strumento diventa perciò complicato in quanto i 24 spettrografi sono montati in una struttura monolitica, tuttavia MUSE lavora come un singolo strumento riguardo all'intero telescopio e al sistema di ottica adattiva. Non ci sono parti mobili e cambiare da una modalità all'altra implica solamente l'aggiunta di ulteriori ottiche. Per singola esposizione vengono prodotti dati per oltre 1.6 Gb e ciò rende complessa la procedura di riduzione dati.

## 2.3 Acquisizione dei dati spettroscopici

Le osservazioni della galassia NGC 4277 sono state effettuate il 20 Marzo 2015 utilizzando lo spettrografo a campo integrale MUSE (Prog. Id. 094.B-0241(A); P.I.: E.M. Corsini). Lo spettrografo è stato configurato in modalità WFM senza ottica adattiva. In questa modalità, lo strumento osserva un campo di vista di  $1' \times 1'$  con campionamento spaziale di  $0.2'' \times 0.2''$  in un intervallo spettrale tra  $\lambda = 4800 \text{ \AA}$  e  $\lambda = 9800 \text{ \AA}$  con campionamento spettrale pari a  $1.25 \text{ \AA}$  e risoluzione spettrale nominale pari a  $\text{FWHM} = 2.71 \text{ \AA}$  a  $\lambda = 4800 \text{ \AA}$  e  $\text{FWHM} = 2.59 \text{ \AA}$  a  $\lambda = 9300 \text{ \AA}$ .

Le osservazioni sono state suddivise in due blocchi osservativi (OB) da 45 minuti ciascuno; ogni blocco ha realizzato quattro puntamenti, di cui tre puntamenti di 780 secondi sulla galassia e un puntamento di 300 secondi su una regione lontana dalla galassia per stimare il contributo del fondo cielo. Il primo puntamento è stato realizzato sul nucleo di NGC 4277; il secondo puntamento su una regione di cielo libera da altre sorgenti e ad una distanza di  $2.0'$  a nord-est e  $1.0'$  a nord-ovest dal nucleo galattico; il terzo e il quarto sono rispettivamente a sud-est e a nord-ovest rispetto al nucleo galattico ad una distanza di  $20''$  lungo l'asse maggiore della galassia ricoprendo un'area totale di  $2.0' \times 1.7'$ . Durante la notte il *seeing* ha raggiunto un valore di circa  $\text{FWHM} \sim 1.2 \text{ \AA}$ . In Tabella 2.4 sono presentate le caratteristiche delle osservazioni spettroscopiche di NGC 4277. In Figura 2.6 sono mostrati i puntamenti realizzati con lo spettrografo MUSE.

Tipo di posa	$\alpha(J2000.0)$	$\delta(J2000.0)$	Data	Durata	Massa d'aria	FWHM
	[h m s]	[° ' '' ]	[gg-mm-aaaa - hh:mm:ss]	[s]		[arcsec]
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
Oggetto	12 20 03.70	+05 20 28.9	20-03-2015 - 04:26:16.143	780	1.178	1.40
Cielo	12 20 05.79	+05 22 39.4	20-03-2015 - 04:40:30.141	300	1.166	1.42
Oggetto	12 20 04.73	+05 20 16.0	20-03-2015 - 04:47:20.144	780	1.160	1.34
Oggetto	12 20 02.67	+05 20 41.7	20-03-2015 - 05:02:10.142	780	1.154	1.22
Oggetto	12 20 03.70	+05 20 28.9	20-03-2015 - 05:22:31.143	780	1.154	1.30
Cielo	12 20 05.79	+05 22 39.4	20-03-2015 - 05:36:46.142	300	1.160	1.01
Oggetto	12 20 04.73	+05 20 16.0	20-03-2015 - 05:43:38.143	780	1.164	1.19
Oggetto	12 20 02.67	+05 20 41.7	20-03-2015 - 05:58:28.141	780	1.177	1.09

Tabella 2.4: Osservazioni spettroscopiche di NGC 4277. In tabella sono riportate la tipologia della posa (colonna 1), le coordinate equatoriali del puntamento (colonna 2 e 3), la data e l'ora dell'osservazione in Tempo Universale Coordinato (colonna 4), la durata della posa (colonna 5), il valore della massa d'aria (colonna 6) e la FWHM del *seeing* (colonna 7).

## 2.4 Riduzione dei dati spettroscopici

Le operazioni di riduzione dei dati spettroscopici sono state eseguite da L. Coccatto e A. Pizzella presso la sede dell'ESO a Garching (Germania) utilizzando la procedura dedicata di MUSE (versione 1.6.2 Weilbacher et al. 2012) mediante ESOREFLEX (Freudling et al., 2013), un programma scritto per lavorare i dati VLT. Sono state effettuate la sottrazione del *bias* e dell'*overscan*, la correzione per *flat field*, la calibrazione in lunghezza d'onda e la determinazione della larghezza strumentale delle righe spettrali. In seguito è stata realizzata la correzione per *flat field* di cielo per tenere in considerazione la variazione su larga scala dell'illuminamento dei CCD e la correzione per *flat field* di lampada per correggere l'illuminamento ai bordi delle singole unità a campo integrale. Infine è stata realizzata la calibrazione in flusso per tenere in considerazione la trasmissione atmosferica e la rifrazione differenziale. Per determinare l'effettiva risoluzione spettrale e la sua variazione nel campo di vista sono state realizzate delle esposizioni del cielo al tramonto seguendo la stessa modalità di puntamento delle esposizioni effettuate sulla galassia e sul cielo. I datacubi della galassia e delle calibrazioni sono stati combinati tra loro.

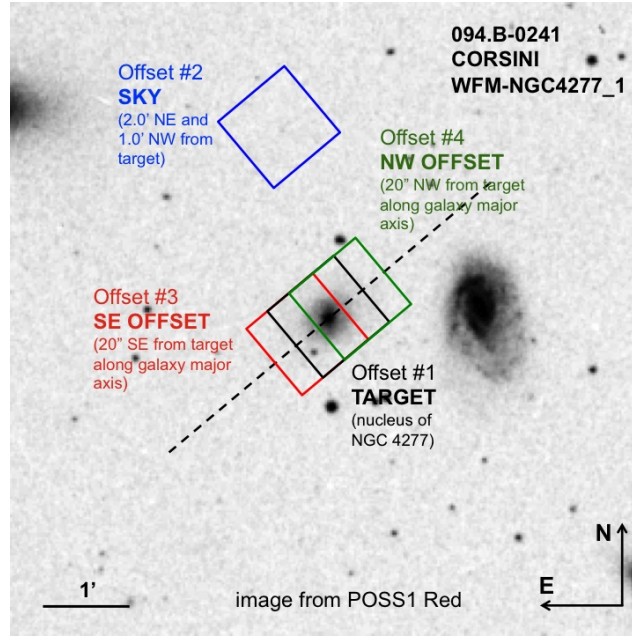


Figura 2.6: Puntamenti di NGC 4277 realizzati con lo spettrografo MUSE in modalità WFM. Le regioni quadrate indicano il campo di vista di MUSE nel puntamento del nucleo galattico (nero), nel puntamento di una regione a  $20''$  a nord-ovest dal nucleo galattico lungo l'asse maggiore della galassia (verde), nel puntamento di una regione a  $20''$  a sud-est dal nucleo galattico lungo l'asse maggiore della galassia (rosso) e nel puntamento del cielo (blu). La linea tratteggiata mostra la posizione dell'asse maggiore di NGC 4277.

L'ultima procedura della riduzione dati è stata la sottrazione del contributo del cielo. Stimare correttamente il contributo del cielo è il passaggio più difficile da realizzare. Utilizzando le esposizioni effettuate durante il secondo puntamento di ciascun blocco osservativo, è stato costruito un modello del contributo del cielo interpolando il continuo e le righe di emissione di quest'ultimo. Prima di effettuare la sottrazione del modello dalle immagini dell'oggetto e del cielo, le esposizioni vengono allineate sfruttando la presenza di altre sorgenti luminose contenute nel campo di vista. I residui della sottrazione che contaminano il datacubo finale vengono ulteriormente stimati e ripuliti utilizzando il programma *Zurich Atmospheric Purge Algorithm* (ZAP, Soto et al. 2016) implementato in ESOREFLEX. ZAP valuta le componenti principali del cielo analizzando il datacubo ottenuto dalla combinazione delle immagini del cielo a cui è stato sottratto il modello e ne trova gli autovalori, in seguito effettua un'interpolazione per ottenere il miglior modello dei residui di cielo e lo sottrae al datacubo della galassia.

Il datacubo finale è un *file FITS* di circa 9 Gb contenente tre estensioni, il descrittore (in inglese *header*) in cui sono raccolte le informazioni relative alla configurazione dello strumento e alle osservazioni, il segnale della galassia e la varianza del rumore della galassia e del cielo. Il campo di vista finale del datacubo combinato è di circa  $2.0' \times 1.9'$  pari a  $585 \times 564 \text{ pixel}$ , l'intervallo spettrale osservato va da  $\lambda = 4600 \text{ \AA}$  a circa  $\lambda = 9200 \text{ \AA}$  che corrisponde ad un totale di 3680 *pixel*.





---

## Capitolo 3

# Analisi dei dati spettroscopici

In questo capitolo verranno descritte le procedure di analisi dei dati spettroscopici. Nella Sezione 3.1 saranno descritte le procedure adoperate per ricavare la cinematica stellare della galassia. Infine nella Sezione 3.2 saranno discusse le procedure per calcolare gli integrali cinematici e fotometrici necessari all'applicazione del metodo di TW.

### 3.1 Misura della cinematica stellare

Una volta completate le procedure di pre-riduzione è possibile procedere all'analisi dati vera e propria. Il datacubo finale è un *file* FITS di circa 9 Gb contenente tre estensioni, il descrittore (in inglese *header*) in cui sono raccolte le informazioni relative alla configurazione dello strumento e alle osservazioni, il segnale della galassia e la varianza del rumore della galassia e del cielo. Il datacubo della galassia è costituito da 3682 immagini monocromatiche di  $585 \times 564$  *pixel* di NGC 4277 tra  $\lambda = 4600 \text{ \AA}$  a  $\lambda = 9200 \text{ \AA}$ , che possono essere ripensate come la combinazione di  $585 \times 564$  *spaxel* (dall'inglese *spectral pixel*) nell'intervallo spettrale tra  $\lambda = 4600 \text{ \AA}$  e  $\lambda = 9200 \text{ \AA}$ .

Le procedure da applicare sono state scritte nel linguaggio di programmazione IDL<sup>1</sup> e adattate al caso specifico per la nostra galassia, descriviamo in dettaglio il procedimento eseguito.

Per estrarre l'informazione cinematica da uno spettro è necessario un rapporto segnale-rumore minimo per ottenere dei risultati affidabili; in generale per misurare la velocità  $v$ , la dispersione di velocità  $\sigma$  e i momenti di ordine superiori  $h_3$  e  $h_4$  è necessario avere un rapporto segnale-rumore  $S/N > 40$ . Il rapporto  $S/N$  nelle regioni centrali della galassia è elevato, poiché nello sferoide centrale è concentrata la maggior quantità di luce, invece più ci si allontana dal centro galattico più il rapporto  $S/N$  decresce. Per raggiungere il rapporto  $S/N$  prefissato è necessario pertanto sommare il contributo degli *spaxel* adiacenti, tale processo può essere realizzato adoperando una *tassellatura di Voronoi* (in inglese *Voronoi binning*). Il *Voronoi binning* (Cappellari & Copin, 2003) è un processo di tassellazione che consente di suddividere l'immagine della galassia in regioni (in inglese *bin*) con un determinato rapporto  $S/N$ . L'algoritmo collassa il datacubo lungo la direzione spettrale in un intervallo di lunghezza d'onda specifico e restituisce l'immagine ricostruita della galassia; in seguito viene realizzata la suddivisione in *bin*. Una volta individuato il *pixel* centrale, in cui il rapporto  $S/N$  è massimo, l'algoritmo valuta se il *pixel* più vicino ad esso soddisfa degli opportuni criteri prima di procedere alla creazione del *bin*. Tali criteri riguardano la topologia (i *pixel* devono essere adiacenti), la morfologia (il *bin* deve mantenere una forma più o meno rotonda) e l'uniformità (aggiungendo il contributo del nuovo *pixel* il rapporto  $S/N$  del *bin* si avvicina al rapporto  $S/N$  prefissato) del *bin*.

---

<sup>1</sup>Interactive Data Language è distribuito da Harris Geospatial Solutions.

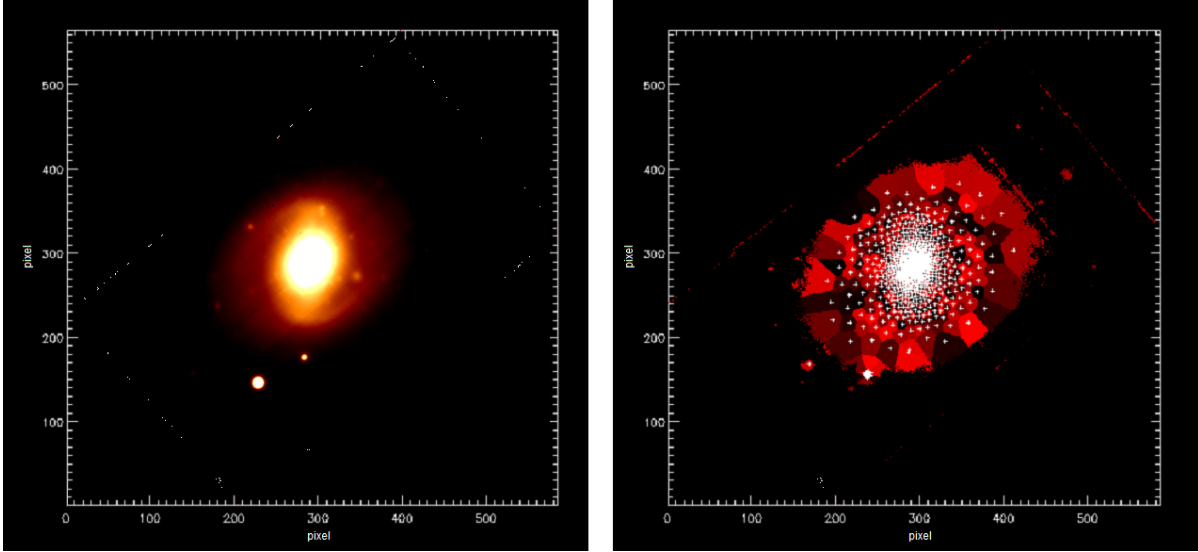


Figura 3.1: A sinistra: Immagine ricostruita di NGC 4277. A destra: mappa dei *bin* di NGC 4277 eseguita con un S/N=40. Il campo di vista è di  $1.88' \times 1.95'$ , con il nord in alto e l'est a sinistra. Le croci bianche rappresentano i baricentri in luminosità dei *bin*.

Il programma somma i contributi dei singoli *pixel* e ne prende il valore medio sia del segnale sia del rumore finché non viene raggiunto il rapporto S/N prefissato. Al centro ci saranno singoli *pixel* che coincideranno ad interi *bin*, mentre nelle regioni più esterne della galassia i *bin* avranno dimensioni maggiori. Ad ogni *bin* è pertanto associato uno spettro che contiene il flusso della galassia in uno specifico intervallo spettrale del datacubo e da tale spettro verranno poi estratti i parametri che descrivono la cinematica stellare. Applicando il *Voronoi binning* con un rapporto S/N=40 si ottengono circa un migliaio di *bin*, con un diametro variabile tra circa  $2''$  e circa  $50''$  con un rapporto S/N associato che varia da S/N = 60 nelle regioni centrali a S/N = 20 nelle regioni più esterne. In Figura 3.1 riportiamo l'immagine ricostruita e la mappa dei *bin* della galassia NGC 4277, ricavata applicando la procedura di *Voronoi binning* con un S/N = 40.

Una volta ricavata la mappa dei *bin* e gli spettri associati ai singoli *bin*, possiamo applicare la procedura per estrarre la cinematica stellare, ovvero ricavare qual è la distribuzione di velocità delle stelle lungo la linea di vista (in inglese *Line-of-Sight Velocity Distribution* o LOSVD). Lo spettro di una galassia è una combinazione di spettri di diverse stelle spostati in lunghezza d'onda a causa dell'effetto Doppler a seconda delle velocità radiali delle stelle. Lo spettro osservato di una galassia è pertanto la somma pesata per la LOSVD

$$G(\ln \lambda) = \int_{-\infty}^{+\infty} S(\ln \lambda') B(\ln \lambda' - \ln \lambda - v/c) d \ln \lambda'$$

dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda,  $c$  è la velocità della luce,  $G$  è lo spettro della galassia,  $S$  è lo spettro stellare o la combinazione lineare di più spettri stellari infine  $B$  è la funzione che descrive come sono distribuite in velocità le stelle lungo la linea di vista. L'effetto Doppler produce uno spostamento della lunghezza d'onda osservata che dipende dalla lunghezza d'onda a riposo ( $\lambda - \lambda_0 = \Delta \lambda = z \lambda_0$ ) provocando uno stiramento dello spettro, pertanto è conveniente trasformare gli spettri in scala logaritmica ( $\ln \lambda - \ln \lambda_0 = \Delta \ln \lambda = \ln(1 + z)$ ) così da avere una traslazione rigida dello spettro stellare che non dipenda dalla lunghezza d'onda a riposo.

La LOSVD è una funzione descrivibile in prima approssimazione come una gaussiana, che però è meglio rappresentata da uno sviluppo in serie di polinomi di Gauss-Hermite troncata ai primi ordini (Gerhard, 1993; van der Marel & Franx, 1993)

$$LOSVD(v) = \frac{e^{-\frac{1}{2}y^2}}{\sqrt{2\pi}} \left[ 1 + \frac{h_3}{\sqrt{3}} (2y^3 - 3y) + \frac{h_4}{\sqrt{6}} (2y^4 - 6y^2 + \frac{3}{2}) \right]$$

in cui  $y = (v - v_0)/\sigma_0$ ,  $v_0$  e  $\sigma_0$  sono rispettivamente la velocità media e la dispersione di velocità media delle stelle,  $h_3$  e  $h_4$  sono costanti di normalizzazione. Lo spettro galattico si ottiene perciò convolvendo la LOSVD con una combinazione di spettri stellari. Dopo aver trasformato in scala logaritmica sia lo spettro galattico che gli spettri stellari, è necessario portare gli spettri stellari e lo spettro galattico alla medesima risoluzione spettrale affinché diventino confrontabili, come se fossero stati osservati dal medesimo strumento. Solitamente gli spettri stellari sono estratti da librerie di spettri stellari o teorici che hanno una risoluzione migliore di quella dello spettro galattico, pertanto la risoluzione degli spettri stellari deve essere deteriorata e riportata a quella dello spettro galattico.

Possiamo ora procedere alla misura della cinematica stellare, per fare ciò utilizziamo le procedure **pPXF** (Penalized Pixel Fitting, Cappellari & Emsellem 2004) e **GANDALF** (Gas and Absorption Line Fitting, Sarzi et al. 2006) scritte in IDL. La procedura **pPXF** costruisce uno spettro modello dato dalla combinazione di spettri stellari convoluti con la LOSVD e in seguito fa un'interpolazione diretta che minimizza la differenza tra lo spettro galattico osservato e lo spettro galattico modello. È possibile escludere dal processo di minimizzazione quelle regioni dello spettro osservato disturbate da righe spettrali del cielo o da residui della riduzione. Inoltre tale algoritmo consente di modellare il continuo stellare adoperando polinomi moltiplicativi di Legendre al fine di correggere le fluttuazioni spurie su larga scala che risultano dalla correzione per *flat field* e/o di sottrazione del cielo. La procedura **GANDALF** misura le righe di emissione del gas ionizzato. Per prima cosa viene interpolato il continuo stellare mascherando le regioni spettrali potenzialmente affette dalle righe di emissione del gas, che in seguito sono misurate nello spettro residuo dell'interpolazione. Per cui mentre il programma cerca la migliore combinazione di spettri stellari convoluta con la LOSVD ottimale, vengono trovate iterativamente la posizione, la larghezza e l'intensità delle righe di emissione del gas ionizzato e quindi la cinematica. Le procedure **pPXF** e **GANDALF** consentono perciò di ricavare i parametri che descrivono la cinematica delle stelle e del gas ionizzato. La galassia NGC 4277 non mostra molte righe di emissione di gas ionizzato. Decidiamo di misurare la velocità  $v$  e la dispersione di velocità  $\sigma$  in quanto per il nostro scopo non è necessario stimare anche  $h_3$  e  $h_4$ . Prima di raggiungere dei risultati affidabili sulla cinematica stellare di NGC 4277 abbiamo effettuato diverse prove, descriviamo in breve quanto eseguito.

Abbiamo inizialmente deciso di concentrarci sull'intervallo spettrale compreso tra  $\lambda = 4800 \text{ \AA}$  e  $\lambda = 5600 \text{ \AA}$ , in cui vi è il tripletto in assorbimento del magnesio MgI  $\lambda\lambda 5167, 5173, 5184$ . In questo intervallo la risoluzione spettrale strumentale è pari a  $\text{FWHM} = 2.8 \text{ \AA}$ . Abbiamo applicato il *Voronoi binning* con un  $\text{S/N} = 40$ . In seguito sono state applicate le procedure **pPXF** e **GANDALF** per la costruzione dello spettro modello della galassia, utilizzando un campione di circa 230 spettri stellari prelevato dalla libreria ELODIE ( $\text{FWHM} \sim 2.5 \text{ \AA}$ , Prugniel & Soubiran 2001). In base all'intervallo spettrale considerato e al rapporto  $\text{S/N}$  prefissato del *Voronoi binning* sono state adoperate diverse librerie stellari e un diverso numero di spettri stellari. Per un intervallo spettrale ampio e un rapporto  $\text{S/N}$  alto è stato adoperato un numero di spettri stellari più basso, questo per consentire al programma di lavorare più velocemente.

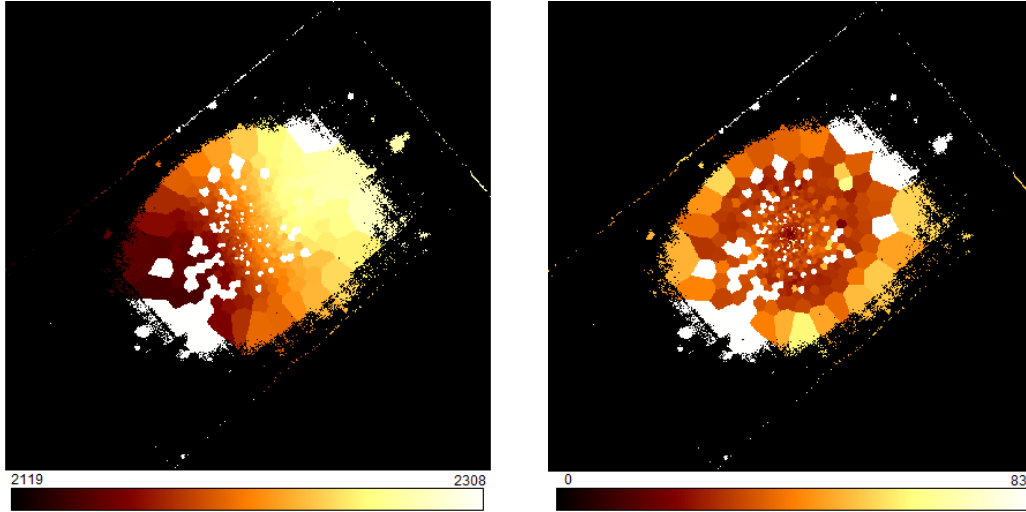


Figura 3.2: A sinistra: mappa di velocità lungo la linea di vista di NGC 4277. A destra: mappa di dispersione di velocità lungo la linea di vista di NGC 4277. Le regioni bianche sono i *bin* in cui il programma non è riuscito a interpolare correttamente lo spettro galattico. Il campo di vista è di  $1.88' \times 1.95'$ , con il nord in alto e l'est a sinistra. Le scale di velocità e di dispersione di velocità sono in  $\text{km s}^{-1}$ .

Le mappe di velocità e di dispersione di velocità lungo la linea di vista sono riportate in Figura 3.2. Osservando queste mappe si nota che il programma non è riuscito a misurare correttamente la cinematica stellare in molti *bin*. Abbiamo quindi effettuato un'analisi approfondita utilizzando **QFitsView**, un programma per visualizzare il datacubo e ci siamo resi conto che alcune regioni dello spettro non erano state correttamente ripulite da ZAP. Vi è un residuo problematico vicino alle righe in assorbimento del tripletto del MgI  $\lambda\lambda 5167, 5173, 5184$  osservabile in emissione nella parte nord-ovest del datacubo e in assorbimento nella parte sud-ovest. Inoltre vicino alle righe di emissione del tripletto del CaII  $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662$  lo spettro è ancora disturbato dai residui della sottrazione del cielo. Abbiamo pertanto deciso di applicare nuovamente ZAP per ripulire ulteriormente il datacubo. Il residuo vicino al tripletto del magnesio è stato rimosso quasi del tutto mentre a lunghezze d'onda maggiori, vicino al tripletto del calcio, non ci sono stati sostanziali miglioramenti. In Figura 3.3 è possibile confrontare lo spettro di assorbimento del tripletto del magnesio prima e dopo aver applicato nuovamente ZAP. Abbiamo deciso di fare tre ulteriori prove prima di procedere all'analisi dati.

1. Abbiamo misurato la cinematica stellare adoperando l'intero intervallo spettrale del datacubo da  $\lambda=4800 \text{ \AA}$  a  $\lambda=8900 \text{ \AA}$ , applicando la procedura del *Voronoi binning* con un  $S/N=60$ . Per la procedura **pPXF** e **GANDALF**, è stato utilizzato un campione di 25 spettri stellari prelevati dalla libreria stellare *indo\_us* ( $\text{FWHM} \sim 1.2 \text{ \AA}$ , Valdes et al. 2004). La risoluzione spettrale strumentale varia da  $\text{FWHM}=2.71 \text{ \AA}$  a  $\lambda=4800 \text{ \AA}$  a  $2.59 \text{ \AA}$  a  $\lambda=9300 \text{ \AA}$  ma nel nostro caso abbiamo adottato un valore medio. Tale assunzione rende le misure poco affidabili.
2. Abbiamo selezionato l'intervallo spettrale tra  $\lambda=8400 \text{ \AA}$  e  $\lambda=8800 \text{ \AA}$  contenente il tripletto del calcio CaII  $\lambda\lambda 8498, 8542, 8662$  e abbiamo applicato la procedura del *Voronoi binning* con un  $S/N=40$ . Abbiamo infine utilizzato un campione di 10 spettri stellari prelevati dalla libreria stellare *indo\_us* (Valdes et al., 2004) per applicare le procedure **pPXF** e **GANDALF**.

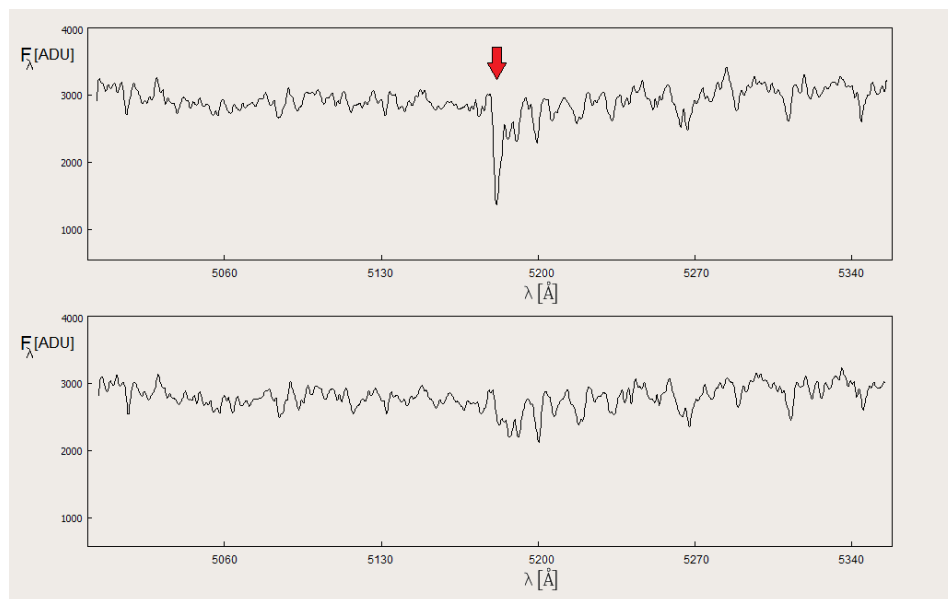


Figura 3.3: In alto: spettro di assorbimento nella regione del tripletto del magnesio, tratto dal datacubo originale di NGC 4277. Lo spettro si riferisce al *bin* 258, che si trova ad una distanza di circa  $20''$  dal centro galattico in direzione sud-ovest e ha un rapporto  $S/N = 30$ . La freccia rossa indica il residuo problematico. In basso: spettro di assorbimento nella regione del tripletto del magnesio, tratto dal datacubo di NGC 4277 in cui è stato applicato nuovamente ZAP. Lo spettro si riferisce al *bin* 245, che si trova nella stessa posizione del *bin* 258 del datacubo originale e ha un rapporto  $S/N = 30$ . Entrambi gli spettri sono stati corretti per *redshift*.

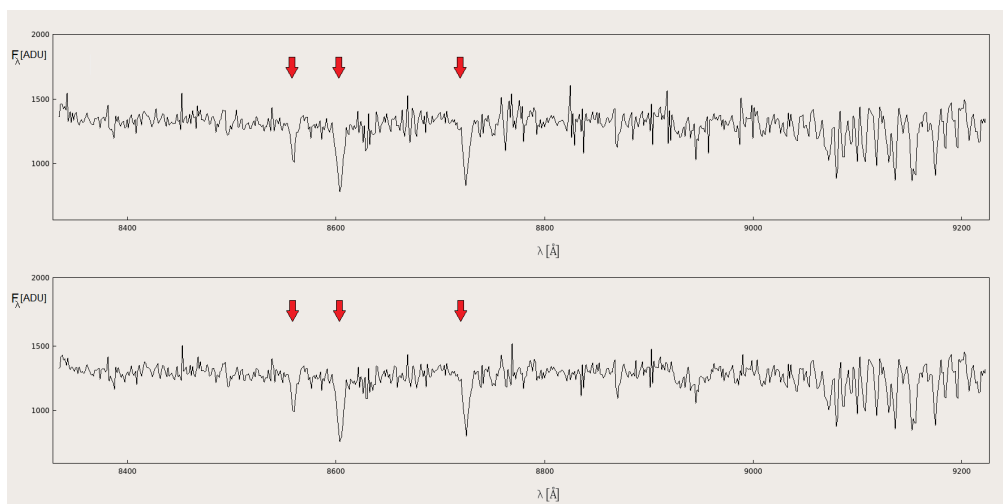


Figura 3.4: In alto: spettro di assorbimento nella regione del tripletto del calcio, tratto dal datacubo originale di NGC 4277. Lo spettro si riferisce ad un *bin* che dista circa  $30''$  dal centro galattico in direzione sud. In basso: spettro di assorbimento nella regione del tripletto del calcio tratto dal datacubo di NGC 4277 in cui è stato applicato nuovamente ZAP. Lo spettro si riferisce al *bin* che si trova nella stessa posizione del *bin* precedente. Le frecce rosse identificano le righe del calcio. Entrambi gli spettri devono ancora essere corretti per *redshift*.

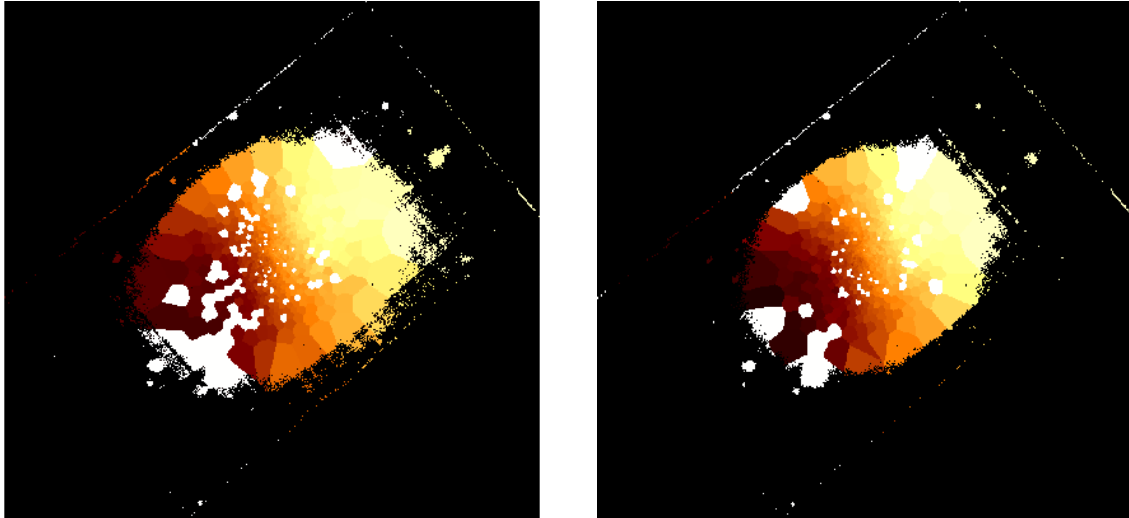


Figura 3.5: A sinistra: mappa di velocità lungo la linea di vista di NGC 4277 estratta dal datacubo originale. A destra: mappa di dispersione di velocità lungo la linea di vista di NGC 4277 datacubo in cui è stato applicato nuovamente ZAP. Le regioni bianche sono i *bin* in cui il programma non è riuscito a interpolare correttamente lo spettro galattico. Il campo di vista, l'orientazione delle immagini e la scala di velocità sono le stesse della Figura 3.2.

Le righe in assorbimento del tripletto del calcio sono intense e facilmente identificabili, tuttavia in questo intervallo spettrale sono ancora presenti molti residui della sottrazione effettuata da ZAP, come è possibile osservare nella Figura 3.4.

3. Abbiamo deciso infine di effettuare un'ultima prova, utilizzando nuovamente l'intervallo spettrale con l'emissione del tripletto del magnesio tra  $\lambda=4800 \text{ \AA}$  e  $\lambda=5600 \text{ \AA}$  in cui la risoluzione spettrale è pari a  $\text{FWHM}=2.8 \text{ \AA}$ . È stata applicata la procedura per effettuare il *Voronoi binning* con un  $S/N = 40$  e infine sono state applicate le procedure *pPXF* e *GANDALF* adoperando un campione di 230 spettri stellari della libreria *ELODIE* (Prugniel & Soubiran, 2001). In Figura 3.5 sono presentate le mappe della velocità lungo la linea di vista di NGC 4277 estratte dal datacubo originale e dal nuovo datacubo. Si nota che la mappa della cinematica estratta dal nuovo datacubo presenta molti meno *bin* problematici rispetto alla mappa estratta dal datacubo originale, decidiamo pertanto di adoperare il datacubo nuovamente sottratto di cielo con ZAP e di completare le mappe della cinematica estratte da quest'ultimo.

I *bin* problematici richiedono un'analisi più approfondita. L'algoritmo non riesce a estrarre correttamente la cinematica stellare poiché in alcuni *bin* lo spettro è ancora disturbato da residui della sottrazione del cielo; è necessario perciò costruire una apposita maschera per escludere questi residui. Sono state effettuate diverse prove prima di ottenere un buon risultato, di cui un esempio è mostrato in Figura 3.6.

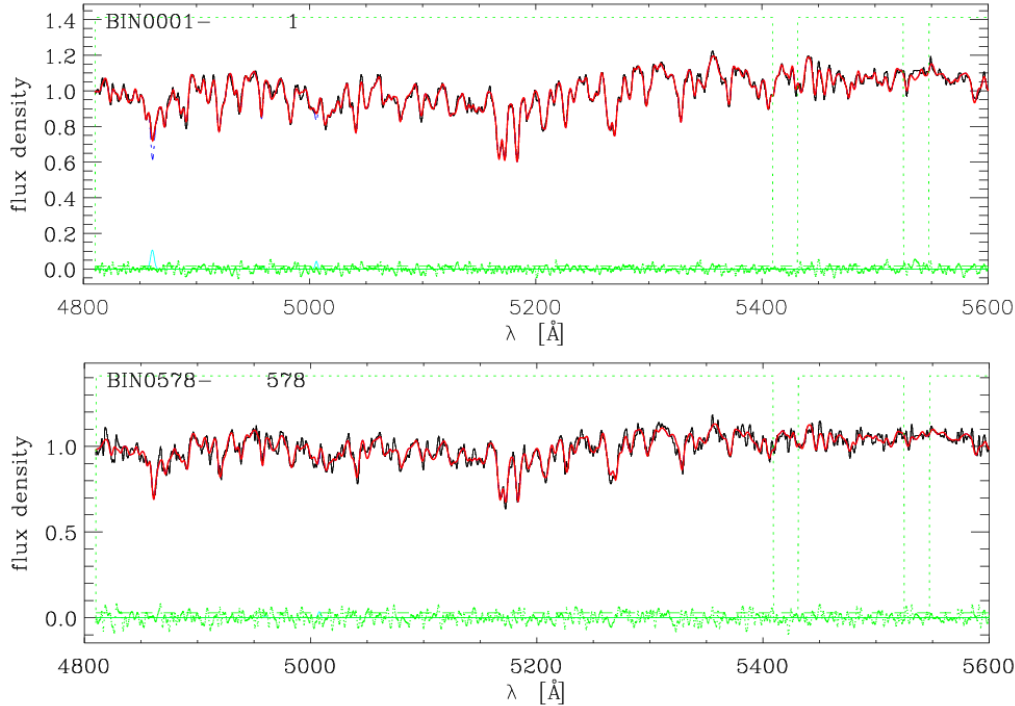


Figura 3.6: In alto: spettro osservato e modello ottenuto nella regione del tripletto del magnesio relativo al *bin* centrale con  $S/N = 57$ . In basso: spettro osservato e modello ottenuto del tripletto nella regione del magnesio relativo al *bin* 578 che si trova nella regione del disco ad una distanza di circa  $5''$  dal centro galattico in direzione nord-est con  $S/N \sim 60$ . Gli spettri sono corretti per *redshift* e normalizzati per poter consentire un confronto diretto. La linea rossa continua rappresenta il miglior modello dell'interpolazione dato dal contributo del gas ionizzato (linea celeste tratteggiata) e delle stelle (linea blu tratteggiata). Le linee verdi verticali tratteggiate delimitano le regioni dello spettro mascherate. I punti verdi rappresentano i residui dati dalla sottrazione del modello dallo spettro osservato.

Le mappe finali della velocità e della dispersione di velocità lungo la linea di vista di NGC 4277 sono presentate in Figura 3.7. Nella regione sud-ovest della mappa sono ancora presenti alcuni *bin* in cui l'interpolazione non è andata a buon fine, questo perché tali regioni sono esterne con  $S/N=15$  e molto disturbate da alcune stelle presenti nel campo di vista. Nelle regioni centrali si ha un campo di velocità non assisimmetrico dalla forma ad S dovuto alla distorsione delle curve di isovelocità imputabile alla presenza della barra, nelle regioni più esterne il campo di velocità è assisimmetrico poiché ci troviamo nella regione del disco. Una volta sottratta la velocità di sistema, la velocità delle stelle raggiunge circa  $80 - 90 \text{ km s}^{-1}$  ad una distanza radiale di  $R \sim 12''$  dal centro galattico lungo l'asse maggiore, si mantiene poi costante nelle regioni esterne. Gli errori associati nelle regioni centrali in cui  $S/N \sim 45 - 55$  sono circa  $3-5 \text{ km s}^{-1}$ , nelle regioni più esterne in cui invece  $S/N \sim 30 - 35$  gli errori sono circa  $1-2 \text{ km s}^{-1}$ . Il campo di dispersione di velocità presenta un minimo locale nelle regioni centrali, tratto distintivo presente nelle galassie barrate (Wozniak & Champavert, 2006). La dispersione di velocità centrale è circa  $50 \text{ km s}^{-1}$ , cresce fino a circa  $60 \text{ km s}^{-1}$  e poi decresce spostandoci verso le regioni più esterne. Gli errori associati variano da  $2-5 \text{ km s}^{-1}$  nelle regioni centrali in cui  $S/N \sim 45 - 55$ , a  $5-10 \text{ km s}^{-1}$  nelle regioni più esterne in cui  $S/N \sim 30 - 35$ .

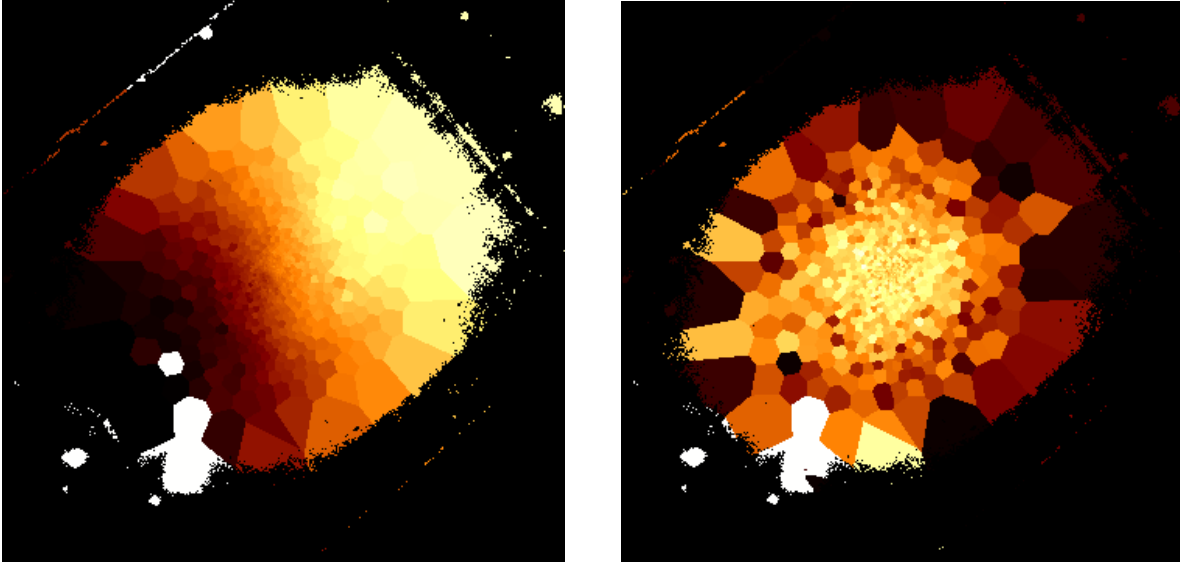


Figura 3.7: A sinistra: mappa finale di velocità lungo la linea di vista di NGC 4277. A destra: mappa finale di dispersione di velocità lungo la linea di vista di NGC 4277. Le regioni bianche sono i *bin* in cui il programma non è riuscito ad estrarre correttamente la cinematica stellare. Il campo di vista è di  $1.5' \times 1.5'$ . L'orientazione delle immagini e le scale della velocità e della dispersione di velocità sono le stesse della Figura 3.2.

### 3.2 Misura degli integrali fotometrici e cinematici

Prima di procedere al calcolo effettivo degli integrali fotometrici e cinematici necessari per il calcolo della velocità angolare della barra, è necessario definire opportunamente le pseudofenditure. Mediante una procedura scritta in IDL, abbiamo individuato il centro della galassia come corrispondente allo *spaxel* in cui il numero dei conteggi è massimo e abbiamo ruotato il datacubo del segnale e della varianza in senso orario attorno al centro galattico di un angolo pari all'angolo di posizione del disco  $PA_{\text{disco}}$  così da avere l'asse maggiore del disco parallelo alla direzione verticale.

Dopo aver ricostruito l'immagine della galassia collassando il datacubo tra  $\lambda = 4800 \text{ \AA}$  e  $\lambda = 5600 \text{ \AA}$ , abbiamo definito 19 pseudofenditure parallele all'asse maggiore del disco di larghezza pari a  $1.8''$  ( $9 \text{ pixel}$ ) e lunghezza pari a  $25''$  ( $125 \text{ pixel}$ ). Le pseudofenditure adottate per misurare la velocità angolare della barra di NGC 4277 sono mostrate in Figura 3.8.

Per ogni fenditura abbiamo calcolato la quantità

$$\langle X \rangle = \frac{\sum_{(x,y)} F(x,y)d(x,y)}{\sum_{(x,y)} F(x,y)}$$

in cui  $(x, y)$  e  $F(x, y)$  rappresentano rispettivamente le coordinate e il flusso misurato del pixel  $(x, y)$  di ciascuna fenditura, e  $d(x, y)$  rappresenta la distanza di ogni pixel dalla retta passante per il centro della fenditura. Gli errori fotometrici associati sono stati stimati mediante simulazioni Monte Carlo. Attraverso il comando `BOXCAR` di IRAF<sup>2</sup>, l'immagine osservata della galassia è stata smussata

<sup>2</sup>Image Reduction and Analysis Facility, distribuito dai National Optical Astronomy Observatories (NOAO), che sono gestiti dall'Association of Universities for Research in Astronomy con il consenso operativo della National Science Foundation.



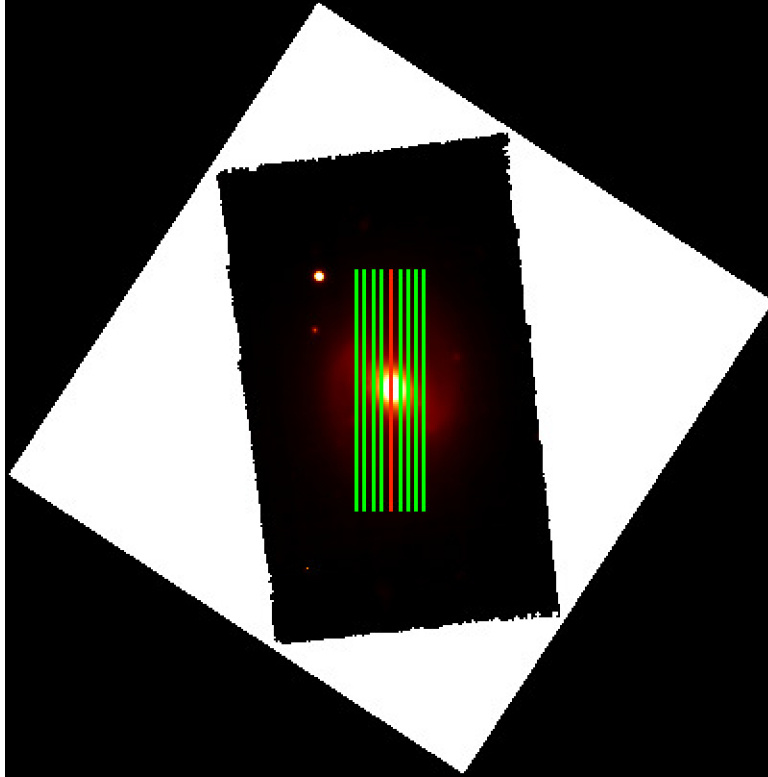


Figura 3.8: Posizione delle pseudofenditure sull'immagine ricostruita e ruotata di NGC 4277. La linea rossa rappresenta la pseudofenditura passante per il centro galattico, le linee verdi rappresentano le pseudofenditure prese in considerazione per l'analisi dati. Il campo di vista è di  $3.9' \times 3.8'$ , l'asse maggiore del disco è parallelo alla direzione verticale.

adoperando un *kernel* rettangolare di dimensioni  $5 \times 5$  *pixel* quadrati allo scopo di simulare gli effetti del seeing. In tale modo sono state generate un centinaio di immagini fittizie a cui in seguito è stato aggiunto del rumore per simulare l'immagine vera della galassia. Un esempio di immagine simulata è mostrata in Figura 3.9. Ogni pixel di ciascuna immagine è stato generato tenendo conto del rumore del contributo dalla galassia, dal fondo cielo e dall'errore di lettura dello strumento. Infine per ogni immagine è stato calcolato l'integrale fotometrico. Per ogni pseudofenditura la differenza tra il valore medio della distribuzione e il valore dell'integrale fotometrico effettivamente calcolato è inferiore allo scarto quadratico medio, pertanto concludiamo che non ci sono errori sistematici. L'errore associato all'integrale fotometrico di ogni fenditura è dato dalla radice quadrata della varianza della distribuzione dei valori degli integrali fotometrici.

Per calcolare gli integrali cinematici, abbiamo stimato per ogni fenditura la velocità lungo la linea di vista a partire dallo spettro collassato ottenuto sommando il contributo di ogni *spaxel* che ricade nella fenditura. Tale stima equivale a calcolare la velocità lungo la linea di vista pesata per la luminosità, poiché maggiore è il segnale del singolo *spaxel*, maggiore è il contributo allo spettro collassato, e ciò si ripercuote anche sul valore della  $v_{\text{LOS}}$ . L'espressione dell'integrale cinematico può essere pertanto riscritta nel seguente modo

$$\langle V \rangle = \sum_{(x,y)} v_{\text{LOS}} F(x,y).$$

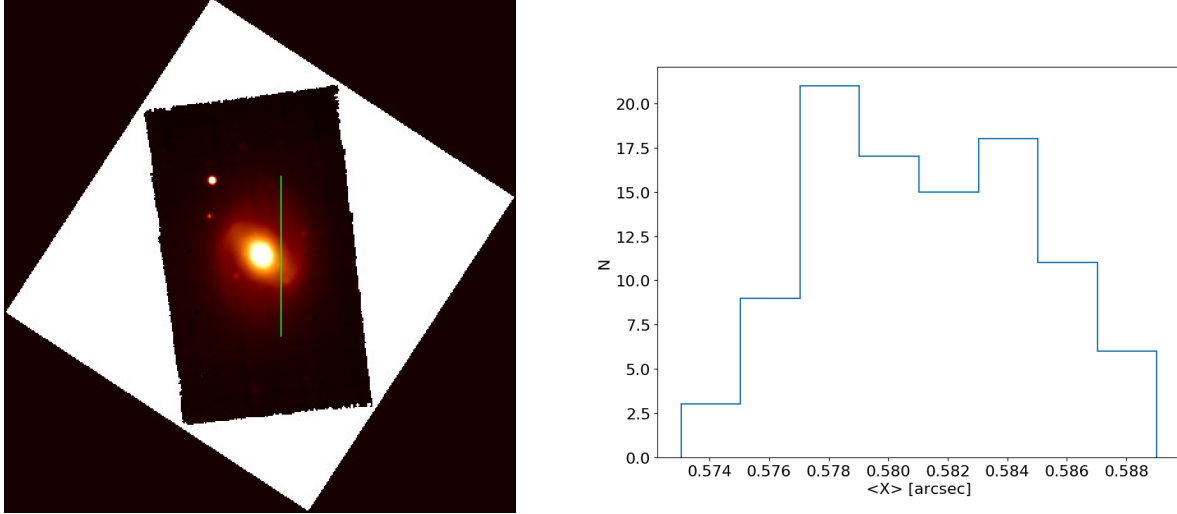


Figura 3.9: A sinistra: immagine simulata di NGC 4277. Il campo di vista e l'orientazione sono gli stessi della Figura 3.8. A destra: distribuzione dei valori  $\langle X \rangle$  relativi alla pseudofenditura 14 rappresentata dalla linea verde nel riquadro a sinistra. Il valore medio della distribuzione è 0.581, lo scarto quadratico medio è 0.004.

in cui  $v_{\text{LOS}}$  è la velocità lungo la linea di vista e  $F(x, y)$  è il flusso misurato del pixel  $(x, y)$  di ciascuna fenditura. Per ogni spettro è stata applicata la medesima procedura descritta per calcolare la cinematica stellare. Dopo avere riportato gli spettri della libreria stellare alla medesima risoluzione spettrale dello spettro galattico e aver trasformato in scala logaritmica gli spettri stellari e lo spettro galattico, è stata applicata la procedura pPXF per estrarre la velocità delle stelle. Gli errori associati agli integrali cinematici sono gli errori formali calcolati da pPXF come errori formali riscalandolo il minimo del  $\chi^2$  al  $\chi^2$  ridotto

$$\chi_{\text{min}}^2 = N_{\text{dof}} = N_{\text{d}} - N_{\text{fp}}$$

in cui  $N_{\text{dof}}$ ,  $N_{\text{d}}$  e  $N_{\text{fp}}$  sono rispettivamente il numero di gradi di libertà (in inglese *degree of freedom*), il numero di dati (in inglese *data points*) e il numero di parametri nell'interpolazione (in inglese *fitting parameters*). Le caratteristiche e i corrispondenti valori degli integrali fotometrici e cinematici delle pseudofenditure sono presentate in Tabella 3.1. Alcune pseudofenditure sono esterne al disco galattico e inglobano il contributo in luce di altre sorgenti e poiché il valore degli integrali fotometrici e cinematici associati non traccia la rotazione della barra, tali pseudofenditure sono state escluse dall'analisi dati. Le pseudofenditure prese in considerazione per l'analisi dati sono 9, la posizione rispetto al centro galattico va da  $-7.2''$  a  $+7.2''$ .

Numero di fenditura	Distanza [arcesc]	$\langle X \rangle$ [arcesc]	$\langle V \rangle$ [km s <sup>-1</sup> ]
(1)	(2)	(3)	(4)
1	-16.2	-12.973±0.006	2224.3±4.1
2	-14.4	-6.625±0.005	2205.8±2.4
3	-12.6	-0.804±0.005	2199.3±0.8
4	-10.8	-0.947±0.004	2198.6±0.8
5	-9.0	-1.431±0.004	2198.6±0.6
6	-7.2	-1.419±0.004	2197.9±0.6
7	-5.4	-1.184±0.003	2197.1±0.5
8	-3.6	-0.925±0.002	2198.2±0.5
9	-1.8	-0.662±0.002	2198.0±0.3
10	0	-0.517±0.001	2197.9±0.3
11	+1.8	-0.346±0.002	2200.4±0.4
12	+3.6	0.046±0.002	2200.1±0.5
13	+5.4	0.493±0.003	2200.3±0.6
14	+7.2	0.585±0.004	2201.4±0.6
15	+9.0	0.532±0.004	2202.5±0.7
16	+10.8	0.417±0.005	2201.9±0.9
17	+12.6	0.269±0.006	2198.4±0.8
18	+14.4	0.297±0.007	2207.2±1.1
19	+16.2	-0.223±0.012	2210.5±1.5

Tabella 3.1: Caratteristiche delle pseudofenditure adottate per misurare la velocità angolare della barra di NGC 4277. In tabella sono riportati il numero d'ordine della pseudofenditura (colonna 1), la sua distanza dall'asse maggiore della galassia (colonna 2), il valore del corrispondente integrale fotometrico (colonna 3) e cinematico (colonna 4).



---

## Capitolo 4

# Risultati

In questo capitolo verranno presentate le procedure realizzate per stimare il tasso di rotazione della barra di NGC 4277. Nella Sezione 4.1 saranno descritte le procedure realizzate per misurare la velocità angolare della barra. Nella Sezione 4.2 saranno discusse le procedure realizzate per determinare la velocità circolare del disco. Infine nella Sezione 4.3 sarà determinato il tasso di rotazione della barra.

### 4.1 Misura della velocità angolare della barra

Una volta calcolati gli integrali fotometrici e cinematici, possiamo procedere al calcolo della velocità angolare della barra. Riportiamo su un grafico ( $\langle X \rangle, \langle V \rangle$ ) il valore degli integrali fotometrici e cinematici associati alle diverse pseudofenditure che dovrebbero disporsi lungo la retta  $\langle V \rangle = \langle X \rangle \sin i \Omega_{\text{barra}}$  con pendenza  $m = \sin i \Omega_{\text{barra}}$  (Figura 4.1).

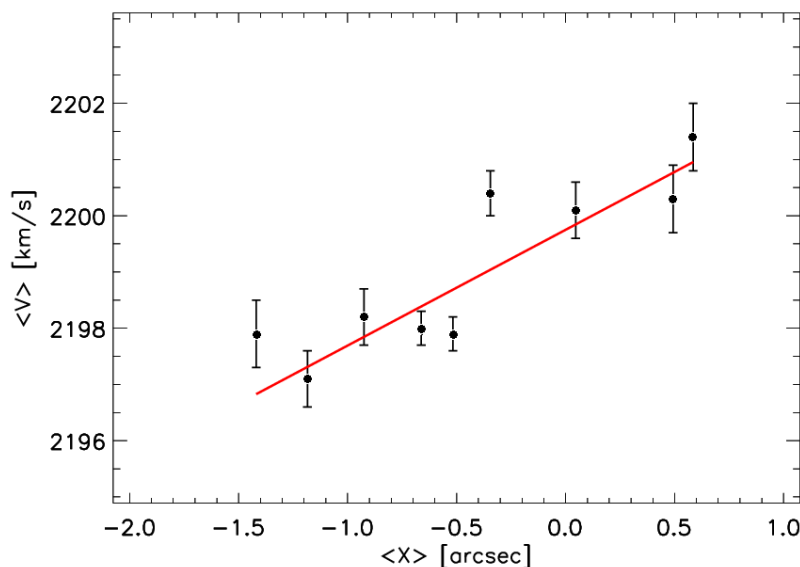


Figura 4.1: Valori degli integrali cinematici  $\langle V \rangle$  in funzione di quelli fotometrici  $\langle X \rangle$  misurati lungo la barra di NGC 4277. Le pseudofenditure prese in considerazione per l'analisi dati sono 9, la posizione rispetto al centro galattico va da  $-7.2''$  a  $+7.2''$ . La linea rossa continua rappresenta la retta che meglio interpola i dati. L'errore in  $\langle X \rangle$  è più piccolo della dimensione del simbolo.

Mediante la procedura `FITEXY` scritta in `IDL`, è stata effettuata un'interpolazione lineare dei valori di  $\langle X \rangle$  e  $\langle V \rangle$ . Il coefficiente angolare della retta che meglio descrive l'andamento dei punti è pari a  $m = 2.06 \pm 0.28 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$ .

L'ellitticità  $\epsilon_{\text{disco}}$  delle isofote del disco è definita come  $\epsilon_{\text{disco}} = 1 - q_{\text{disco}}$  e il valore del rapporto assiale  $q_{\text{disco}}$  è stato ricavato grazie alla procedura di decomposizione fotometrica (Tabella 2.1). L'ellitticità delle isofote risulta pertanto  $\epsilon_{\text{disco}} = 0.242 \pm 0.002$ . L'inclinazione di un disco infinitamente sottile e l'ellitticità delle sue isofote sono legate dalla seguente relazione

$$i = \arccos(1 - \epsilon_{\text{disco}})$$

il cui errore associato può essere calcolato mediante la formula di propagazione degli errori

$$\sigma_i = \frac{\sigma_{\epsilon_{\text{disco}}}}{\sqrt{1 - (1 - \epsilon_{\text{disco}})^2}}.$$

L'inclinazione del disco risulta  $i = 40^\circ.7 \pm 0^\circ.2$ .

La velocità angolare della barra  $\Omega_{\text{barra}}$  è definita come segue

$$\Omega_{\text{barra}} = \frac{m}{\sin i}$$

il cui errore associato può essere calcolato mediante la formula di propagazione degli errori

$$\sigma_{\Omega_{\text{barra}}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_m}{\sin i}\right)^2 + \left(\frac{m \cos i \sigma_i}{\sin^2 i}\right)^2}.$$

La velocità angolare della barra è  $\Omega_{\text{barra}} = 3.16 \pm 0.43 \text{ km s}^{-1} \text{ arcsec}^{-1}$  che corrisponde in unità lineari a  $\Omega_{\text{barra}} = 19.2 \pm 2.6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$  adottando una distanza  $D = 33.9 \text{ Mpc}$ .

È preferibile parametrizzare la velocità angolare della barra attraverso il tasso di rotazione  $\mathcal{R}$  che non dipende dalla distanza della galassia, pertanto è necessario conoscere il raggio di corotazione  $R_{\text{cor}}$  e la velocità circolare  $v_{\text{circ}}$  delle stelle.

## 4.2 Determinazione della velocità circolare del disco

La stima della velocità circolare del disco  $v_{\text{circ}}$  richiede la costruzione di un modello dinamico dei dati fotometrici e cinematici. A tale scopo abbiamo derivato la velocità circolare  $v_{\text{circ}}$  a partire dalla velocità  $v$  e dalla dispersione di velocità  $\sigma$  lungo la linea di vista correggendo per *asymmetric drift* (Binney & Tremaine, 1987). Seguendo la procedura descritta in Debattista et al. (2002), otteniamo le seguenti espressioni per la velocità e la dispersione di velocità delle stelle lungo la linea di vista

$$v = \sqrt{v_{\text{circ}}^2 + \sigma_R^2 \left[ 1 - \frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_R^2} - R \left( \frac{1}{h_{\text{in}}} + \frac{2}{a} \right) \right]} \cos \theta \sin i$$

$$\sigma = \sigma_R \sqrt{\sin^2 i \left[ \sin^2 \theta + \frac{\sigma_\theta^2}{\sigma_R^2} \cos^2 \theta \right] + \frac{\sigma_z^2}{\sigma_R^2} \cos^2 i}$$

dove  $\sigma_R$ ,  $\sigma_\theta$  e  $\sigma_z$  sono rispettivamente le componenti radiale, tangenziale e azimutale della dispersione di velocità delle stelle nel sistema di coordinate cilindriche  $(R, \theta, z)$  del sistema di riferimento

in cui il piano  $(R, \theta)$  coincide con il piano equatoriale della galassia e l'asse  $z$  con l'asse di rotazione della galassia;  $h_{\text{in}}$  e  $a$  sono rispettivamente i raggi di scala del disco interno e delle componenti della dispersione di velocità. Le coordinate polari del sistema di riferimento sul piano del cielo  $(r, \phi)$  e sul piano della galassia  $(R, \theta)$  sono legate dalle seguenti espressioni

$$R \cos \theta = r \cos \phi \quad \tan \theta = \frac{\tan \phi}{\cos i}.$$

Nelle precedenti espressioni della velocità e della dispersione di velocità abbiamo assunto che tutte e tre le componenti della dispersione di velocità abbiano un profilo esponenziale con il medesimo raggio di scala ma un diverso valore centrale

$$\sigma_R = \sigma_{0,R} e^{-R/a} \quad \sigma_\theta = \sigma_{0,\theta} e^{-R/a} \quad \sigma_z = \sigma_{0,z} e^{-R/a}.$$

Ciò vuol dire che i rapporti assiali delle componenti delle dispersioni di velocità non dipendono dalla distanza  $\left(\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R} = \frac{\sigma_{0,\theta}}{\sigma_{0,R}}, \frac{\sigma_z}{\sigma_R} = \frac{\sigma_{0,z}}{\sigma_{0,R}}\right)$  e che l'ellissoide delle velocità non cambia forma con il raggio.

Infine parametrizziamo la velocità circolare con una legge di potenza

$$v_{\text{circ}} = v_0 R^\alpha.$$

Per calcolare la velocità circolare delle stelle adoperiamo *MPCURVEFIT*, un'opportuna procedura scritta in IDL. Tale procedura consente di costruire un modello e di effettuare un'interpolazione ai minimi quadrati di *Levenberg-Marquardt* (Press et al., 1992). Il programma pertanto restituisce i parametri del modello relativi alla migliore interpolazione. Decidiamo di effettuare varie prove adottando diverse assunzioni semplificative e riducendo il numero di parametri liberi. Descriviamo in breve le ipotesi fatte nelle diverse prove:

1. assumiamo valga l'ipotesi epiciclica  $\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R} = \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \alpha)}$  (Binney & Tremaine, 1987)

$$v = \sqrt{v_0^2 R^{2\alpha} + \sigma_{0,R}^2 e^{-2R/a} \left[ \frac{1}{2}(1 - \alpha) - R \left( \frac{1}{h_{\text{in}}} + \frac{2}{a} \right) \right]} \cos \theta \sin i$$

$$\sigma = \sigma_{0,R} e^{-R/a} \sqrt{\sin^2(i) \left[ \sin^2 \theta + \frac{1}{2}(1 + \alpha) \cos^2 \theta \right] + \frac{\sigma_{0,z}^2}{\sigma_{0,R}^2} \cos^2 i}.$$

2. assumiamo valga l'ipotesi epiciclica  $\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R} = \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \alpha)}$  e poniamo  $\alpha = 0$ , ovvero assumiamo che la velocità circolare sia costante

$$v = \sqrt{v_0^2 + \sigma_{0,R}^2 e^{-2R/a} \left[ \frac{1}{2} - R \left( \frac{1}{h_{\text{in}}} + \frac{2}{a} \right) \right]} \cos \theta \sin i$$

$$\sigma = \sigma_{0,R} e^{-R/a} \sqrt{\sin^2 i \left[ \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \cos^2 \theta \right] + \frac{\sigma_{0,z}^2}{\sigma_{0,R}^2} \cos^2 i}.$$

3. assumiamo valga l'ipotesi epiciclica  $\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R} = \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \alpha)}$ , imponiamo  $\alpha = 0$  e  $\beta = \frac{\sigma_{0,z}}{\sigma_{0,R}} = 0.85$  come valore tipico per galassie di tipo SB0/SBa (Aguerri et al., 2015).

$$v = \sqrt{v_0^2 + \sigma_{0,R}^2 e^{-2R/a} \left[ \frac{1}{2} - R \left( \frac{1}{h_{\text{in}}} + \frac{2}{a} \right) \right]} \cos \theta \sin i$$

$$\sigma = \sigma_{0,R} e^{-R/a} \sqrt{\sin^2 i \left[ \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \cos^2 \theta \right] + 0.85^2 \cos^2 i}.$$

4. assumiamo valga l'ipotesi epicyclica  $\frac{\sigma_\theta}{\sigma_R} = \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \alpha)}$ , imponiamo  $\alpha = 0$ ,  $\beta = \frac{\sigma_{0,z}}{\sigma_{0,R}} = 0.85$  e  $a = \infty$  ovvero che le componenti della dispersione di velocità sono costanti

$$v = \sqrt{v_0^2 + \sigma_{0,R}^2 \left[ \frac{1}{2} - \frac{R}{h_{\text{in}}} \right]} \cos \theta \sin i$$

$$\sigma = \sigma_{0,R} \sqrt{\sin^2 i \left[ \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \cos^2 \theta \right] + 0.85^2 \cos^2 i}.$$

Prima di procedere al calcolo effettivo della velocità circolare, è necessario definire un'opportuna regione nel disco in cui la cinematica stellare è stata estratta correttamente. Tale regione, delimitata da due opportune isofote, non deve risentire del contributo della barra. Per determinare il semiasse maggiore dell'isofota interna proiettiamo sull'asse maggiore del disco galattico la lunghezza della barra. Poniamo il semiasse maggiore dell'isofota esterna pari al raggio al quale il disco galattico di NGC 4277 presenta un cambio nel profilo di brillantezza superficiale, che è descritto da una legge a doppio profilo esponenziale, pertanto la regione considerata è compresa tra  $a_{\text{min}} = 13''$  e  $a_{\text{max}} = 36''$  con ellitticità pari a  $\epsilon = 0.24$ . I risultati delle diverse prove effettuate sono riportate in Tabella 4.1, mentre le mappe con i modelli della velocità e della dispersione di velocità lungo la linea di vista sono mostrate in Figura 4.2.

	$v_{\text{circ}}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\sigma_{0,R}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$a$ [arcsec]	$\sigma_{0,z}$ [km s <sup>-1</sup> ]	$\alpha$ [arcsec]	$\chi^2$ ridotto
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)
Prova 1	21±4	0±332	218± 76	70±10	0.38±0.04	2.91
Prova 2	148±5	152±10	81±6	80±21	...	3.14
Prova 3	139±1	136±10	74±5	...	...	3.18
Prova 4	123±1	40±1	...	...	...	4.02

Tabella 4.1: Parametri del modello dinamico del disco di NGC 4277. In tabella sono riportate le prove effettuate (colonna 1), la velocità circolare del disco (colonna 2), il valore centrale della componente radiale della dispersione di velocità (colonna 3), il raggio di scala della dispersione di velocità (colonna 4), il valore centrale della componente azimutale della dispersione di velocità (colonna 5), il raggio di scala della velocità circolare (colonna 6) e il  $\chi^2$  ridotto (colonna 7).

Descriviamo in breve quanto ricavato nelle diverse prove. Nella prova 1 il valore della velocità circolare è troppo basso, inoltre  $\sigma_{0,R}$  è nullo ed ha un'incertezza molto grande. Concludiamo che lasciare troppi parametri liberi non consente al programma di funzionare correttamente. Poiché il valore di  $\alpha$  risulta molto basso, ha senso perciò assumere  $\alpha = 0$  e non lasciarlo come parametro libero. Anche nella prova 4 il valore di  $\sigma_{0,R}$  è basso, inoltre non tutte le assunzioni fatte sembrano essere corrette. Confrontando il valore di  $a$  ricavato come parametro libero nelle prove 2 e 3, notiamo che il valore di  $a$  non è molto elevato, pertanto assumere nella prova 4  $a = \infty$  è un'ipotesi scorretta.



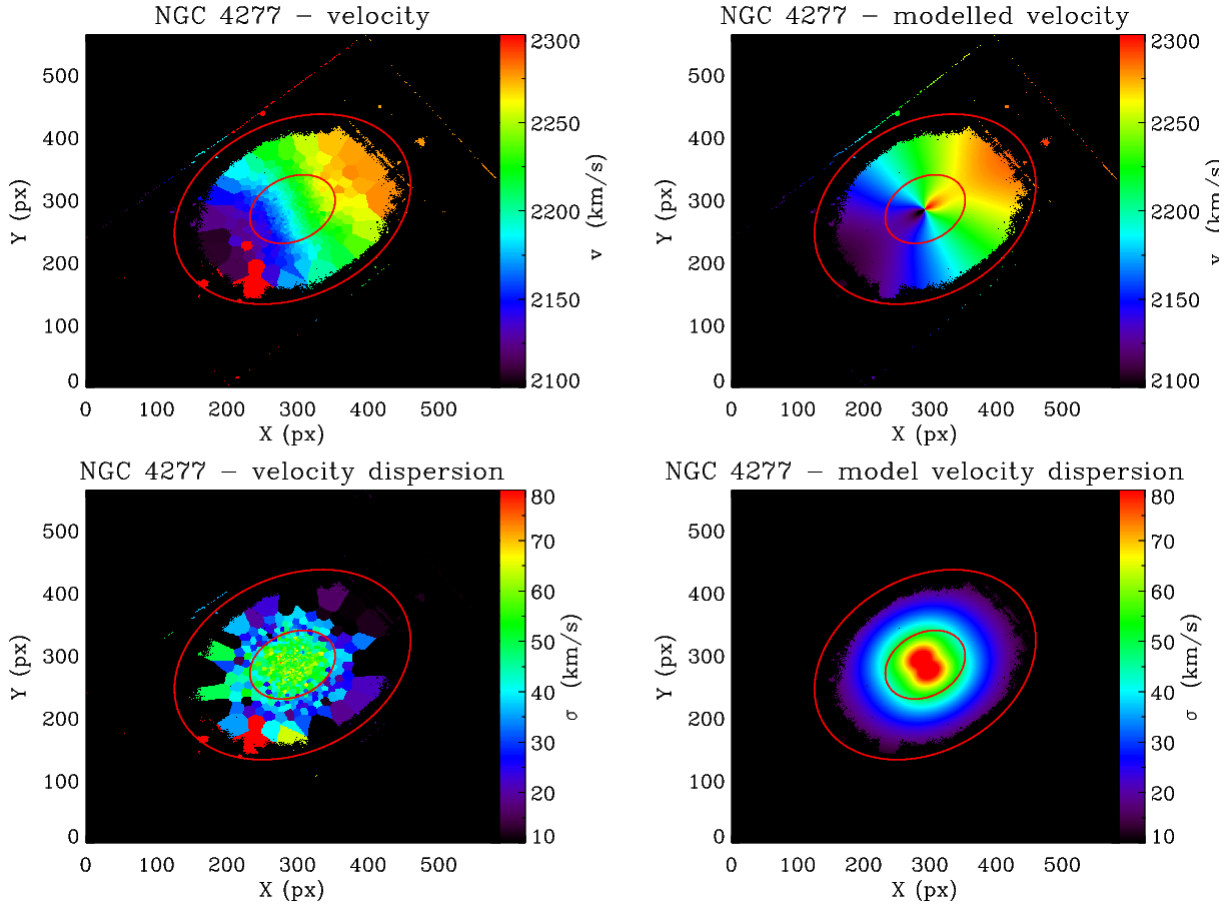


Figura 4.2: Modello dinamico del disco di NGC 4277. In alto a sinistra: mappa di velocità osservata lungo la linea di vista. In alto a destra: mappa di velocità modellata lungo la linea di vista. In basso a sinistra: mappa di dispersione di velocità osservata lungo la linea di vista. In basso a destra: mappa di dispersione di velocità modellata lungo la linea di vista. Le ellissi in rosso rappresentano le isofote che delimitano la regione in cui è stata modellata la cinematica stellare. Il campo di vista è di  $1.7' \times 1'$ , con il nord in alto e l'est a sinistra.

Le prove 2 e 3 forniscono un valore della velocità circolare molto simile, decidiamo di adottare il valore fornito dalla prova 2 poiché il  $\chi^2$  ridotto è minimo. La velocità circolare risulta pertanto  $v_{\text{circ}} = 148 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$ .

### 4.3 Determinazione del tasso di rotazione della barra

Una volta stimate  $\Omega_{\text{barra}}$  e  $v_{\text{circ}}$  possiamo calcolare il raggio di corotazione definito come segue

$$R_{\text{cor}} = \frac{v_{\text{circ}}}{\Omega_{\text{barra}}}$$

e il cui errore associato può essere calcolato con la propagazione degli errori

$$\sigma_{R_{\text{cor}}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{v_{\text{circ}}}}{\Omega_{\text{barra}}}\right)^2 + \left(\frac{v_{\text{circ}}\sigma_{\Omega_{\text{barra}}}}{\Omega_{\text{barra}}^2}\right)^2}.$$

Il raggio di corotazione è  $R_{\text{cor}} = 46.88'' \pm 6.61''$  e corrisponde in unità lineari a  $R_{\text{cor}} = 7.73 \pm 1.09$  kpc adottando una distanza  $D = 33.9$  Mpc.

Infine il tasso di rotazione  $\mathcal{R}$  è definito come segue

$$\mathcal{R} = \frac{R_{\text{cor}}}{a_{\text{barra}}}$$

e l'errore associato calcolato mediante la formula di propagazione degli errori risulta

$$\sigma_{\mathcal{R}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{R_{\text{cor}}}}{a_{\text{barra}}}\right)^2 + \left(\frac{R_{\text{cor}}\sigma_{a_{\text{barra}}}}{a_{\text{barra}}^2}\right)^2}.$$

Il tasso di rotazione della barra è  $\mathcal{R} = 2.26 \pm 0.32$  da cui si conclude che NGC 4277 ospita una barra lenta (Debattista & Sellwood, 2000).

---

## Capitolo 5

# Conclusioni

In questo capitolo verranno riassunti i risultati e discusse le conclusioni sulla struttura e sulla formazione della galassia barrata NGC 4277.

Lo scopo di questo elaborato è la stima della velocità angolare e del tasso di rotazione della barra della galassia lenticolare NGC 4277. La galassia, che si trova in direzione dell’Ammasso della Vergine ad una distanza di distanza  $D = 33.9$  Mpc, è stata selezionata in quanto ha un’inclinazione intermedia, una barra con angolo di posizione intermedio tra gli assi maggiore e minore del disco e non presenta grosse evidenze di bande di polvere né di bracci di spirale nel disco (Figura 2.1). Ciò rende NGC 4277 un candidato ideale per l’applicazione del metodo di Tremaine & Weinberg (1984). Per la lunghezza e la forza della barra sono stati adottati i valori misurati da Sbaffoni (2018) e Cuomo (2018) utilizzando le immagini in banda  $i$  estratte dalla *Data Release 12* della *Sloan Digital Sky Survey* (York et al., 2000). La lunghezza della barra  $a_{\text{barra}} = 20.76 \pm 0.07$  arcsec (corrispondente a  $a_{\text{barra}} = 3.41 \pm 0.01$  kpc) è stata trovata con il metodo del profilo radiale dell’angolo di posizione, l’analisi di Fourier e la decomposizione fotometrica della brillantezza superficiale. La forza della barra  $f_{\text{barra}} = 0.25 \pm 0.03$  è stata ottenuta con il metodo dell’analisi di Fourier e la decomposizione fotometrica.

La velocità angolare della barra  $\Omega_{\text{barra}} = 3.16 \pm 0.43$  km s<sup>-1</sup> arcsec<sup>-1</sup> (corrispondente a  $\Omega_{\text{barra}} = 19.2 \pm 2.6$  km s<sup>-1</sup> kpc<sup>-1</sup>) è stata qui misurata per la prima volta utilizzando il metodo di TW con dati spettroscopici a campo integrale ottenuti con lo spettrografo MUSE montato al VLT dell’ESO. Il datacubo ridotto è stato ottenuto combinando i diversi puntamenti di MUSE (Figura 2.6) ottenuti il 20 Marzo 2015 (Prog. Id. 094.B-0241(A); P.I.: E.M. Corsini). Una volta effettuata la sottrazione del cielo, i residui della sottrazione sono stati ulteriormente identificati e corretti utilizzando l’algoritmo ZAP (Soto et al., 2016). In seguito il datacubo è stato ricampionato per ottenere spettri con un rapporto S/N > 40 nell’intervallo spettrale tra 4800 Å e 5600 Å con una risoluzione strumentale FWHM = 2.8 Å ( $\sigma_{\text{strum}} = 69$  km s<sup>-1</sup>). La cinematica delle stelle e del gas ionizzato è stata misurata sul datacubo ricampionato mediante i programmi pPXF (Cappellari & Emsellem, 2004) e GANDALF (Sarzi et al., 2006)(Figura 3.7). La galassia è risultata povera di gas ionizzato a favore dell’applicazione del metodo di TW. La posizione e la velocità media delle stelle lungo la linea di vista è stata calcolata lungo 9 pseudofenditure (Figura 3.8) estratte parallelamente alla direzione dell’asse maggiore di NGC 4277 ( $PA_{\text{disco}} = 124.73$ ). Da esse è stata misurata  $\Omega_{\text{barra}}$  conoscendo l’inclinazione della galassia ( $i = 40.7 \pm 0.2$ ) derivata dalla decomposizione fotometrica di Cuomo (2018) nell’ipotesi di disco infinitamente sottile.

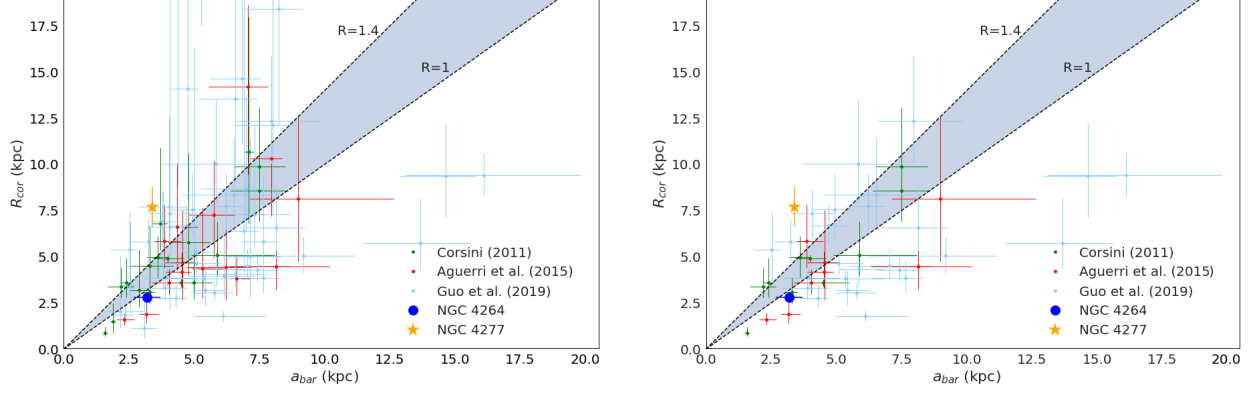


Figura 5.1: Raggio di corotazione  $R_{\text{cor}}$  in funzione della lunghezza della barra  $a_{\text{barra}}$  per le galassie barrate studiate con il metodo di TW indipendentemente dal valore di  $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}}$  (a sinistra) e con  $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}} \leq 0.3$  (a destra). I punti verdi rappresentano i dati di Corsini (2011), i punti rossi rappresentano i dati di Aguerri et al. (2015), i punti celesti rappresentano i dati di Guo et al. (2019), il punto blu rappresenta NGC 4264 (Cuomo et al., 2019b) ed infine la stella gialla rappresenta NGC 4277. La regione ombreggiata definisce il regime delle barre veloci ( $1 \leq \mathcal{R} \leq 1.4$ ).

La velocità circolare del disco  $v_{\text{circ}} = 148 \pm 5 \text{ km s}^{-1}$  è stata calcolata correggendo la cinematica stellare per *asymmetric drift* (Binney & Tremaine, 1987) assumendo: 1) che le componenti della dispersione di velocità  $\sigma_R$ ,  $\sigma_\theta$  e  $\sigma_z$  abbiano un profilo esponenziale con il medesimo raggio di scala ma un diverso valore centrale; 2) che la brillantezza superficiale del disco sia descritta da una legge a doppio profilo esponenziale con raggio di scala interno  $h_{\text{in}}$ ; 3) che valga l'ipotesi epicyclica; 4) che la velocità circolare sia costante. Dato che il raggio di corotazione è definito come il rapporto tra la velocità circolare del disco e la velocità angolare della barra, risulta che  $R_{\text{cor}} = v_{\text{circ}}/\Omega_{\text{barra}} = 46.88 \pm 6.61 \text{ arcsec}$  (corrispondente a  $R_{\text{cor}} = 7.73 \pm 1.09 \text{ kpc}$ ).

Il tasso di rotazione di NGC 4277, definito come il rapporto tra il raggio di corotazione e la lunghezza della barra  $\mathcal{R} = R_{\text{cor}}/a_{\text{barra}}$ , risulta  $\mathcal{R} = 2.26 \pm 0.32$  e non dipende dalla distanza. Fino ad oggi tutte le barre misurate con il metodo di TW sono consistenti con l'essere veloci tra il 67% e il 97% ( $1 \leq \mathcal{R} \leq 1.4$ ). Si tratta delle 17 galassie barrate discusse da Corsini (2011) che ha raccolto i dati di letteratura per tutte le galassie fino ad allora studiate con il metodo di TW. Sono tutti oggetti misurati con spettroscopia a fenditura lunga ad eccezione di NGC 7079 (Debattista & Williams, 2004). Ad esse si aggiungono le 15 galassie barrate di Aguerri et al. (2015) del campione studiato da CALIFA (Sánchez et al., 2012), le 51 galassie barrate di Guo et al. (2019) del campione di MANGA (Bundy et al., 2015) e NGC 4264 osservata con MUSE (Cuomo et al., 2019b) nella stessa campagna osservativa di NGC 4277. Nella Figura 5.1 sono presentati i dati relativi ai lavori di Corsini (2011), Aguerri et al. (2015), Guo et al. (2019) e Cuomo et al. (2019b).

Nella Tabella 5.1 sono riportati i valori medi e lo scarto quadratico medio degli errori relativi su  $\Omega_{\text{barra}}$  e su  $\mathcal{R}$  per i campioni di galassie di Corsini (2011), Aguerri et al. (2015) e Guo et al. (2019), mentre in Figura 5.2 sono presentati i tipi morfologici delle galassie e i tassi di rotazione delle barre dei lavori di Corsini (2011), Aguerri et al. (2015), Guo et al. (2019) e Cuomo et al. (2019b).

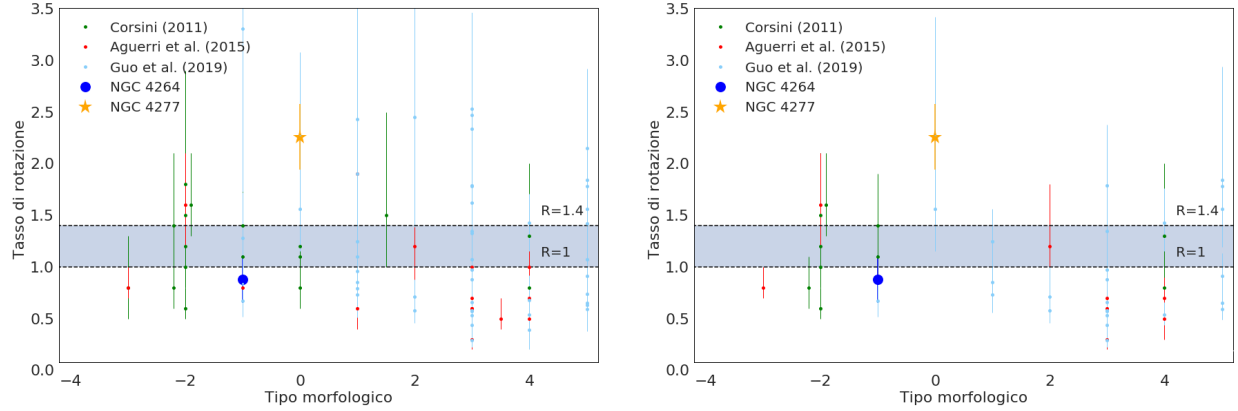


Figura 5.2: Tasso di rotazione  $\mathcal{R}$  in funzione del parametro di Hubble  $T$  per le galassie barrate studiate con il metodo di TW indipendentemente dal valore di  $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}}$  (a sinistra) e con  $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}} \leq 0.3$  (a destra). I simboli adottati sono gli stessi della Figura 5.1.

	Corsini et al. (2011)	Aguerri et al. (2015)	Guo et al. (2019)
Numero di galassie	17	15	51
$\langle \Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}} \rangle$	$0.29 \pm 0.13$	$0.31 \pm 0.14$	$0.43 \pm 0.78$
$\langle \Delta\mathcal{R}/\mathcal{R} \rangle$	$0.38 \pm 0.13$	$0.38 \pm 0.12$	$0.50 \pm 0.32$

Tabella 5.1: Valori medi e deviazioni standard delle distribuzioni dei diversi lavori.

Sulla base dei risultati ottenuti possiamo concludere che la barra di NGC 4277:

- ha una velocità angolare tra le meglio misurate nel campione di 85 galassie a cui fino ad oggi è stato applicato il metodo di TW. L'errore relativo della velocità angolare di NGC 4277 è la terza stima più accurata ( $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}} = 0.14$ ). La galassia NGC 7079 (Debattista & Williams, 2004) ha la stima più accurata ( $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}} = 0.02$ , Debattista & Williams 2004). NGC 7079 è l'unica galassia la cui cinematica stellare per il metodo di TW è stata misurata utilizzando la tecnica di Fabry-Perot. Tuttavia questo tipo di dati è molto difficili da ridurre e da analizzare e per questo è preferibile adoperare dati di spettroscopia a campo integrale per cui esistono apposite procedure scritte per semplificare le complesse operazioni di riduzione e analisi dei dati. Ad essa segue per NGC 4264 ( $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}} = 0.06$ , Cuomo et al. 2019b). NGC 4264 e NGC 4277 sono state studiate nella stessa campagna osservativa di MUSE al VLT. L'ampio campo di vista, l'eccezionale campionamento spaziale e la grande efficienza quantica di MUSE hanno consentito di compiere misure molto accurate della cinematica stellare e degli integrali fotometrici e cinematici e per questo le stime delle velocità angolari delle barre di NGC 4277 e di NGC 4264 sono particolarmente accurate. Ad oggi si contano solo 46 galassie con  $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}} \leq 0.3$ . Nella Figura 5.3 è mostrata la distribuzione delle galassie barate studiate con il metodo di TW in funzione dell'errore relativo della velocità angolare  $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{bar}}$ .
- ha la migliore misura del tasso di rotazione tra quelli misurati con il metodo di TW ( $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R} = 0.14$ ). Ad oggi si contano solo 31 galassie con  $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R} \leq 0.3$ . Nella Figura 5.3 è mostrata la distribuzione delle galassie barate studiate con il metodo di TW in funzione dell'errore relativo del tasso di rotazione della barra  $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R}$ .

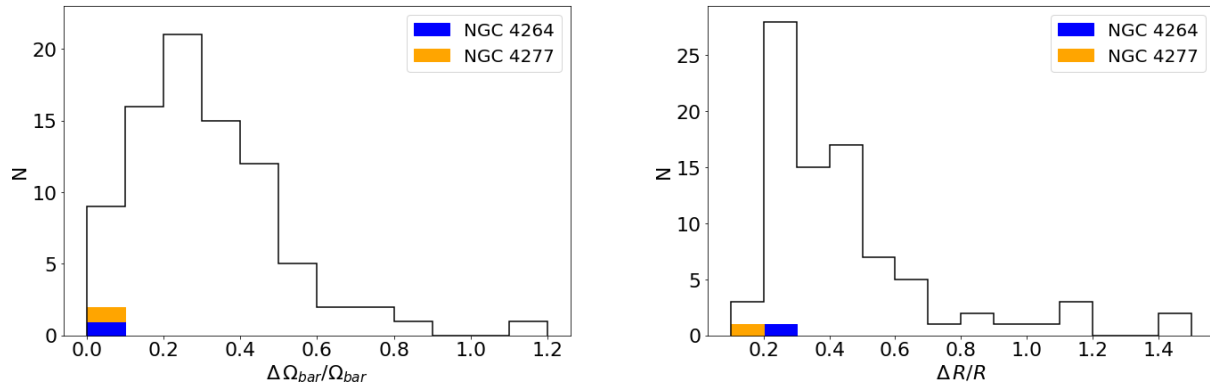


Figura 5.3: A sinistra: distribuzione delle galassie barrate studiate con il metodo di TW in funzione dell'errore relativo della velocità angolare della barra  $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}}$ . La galassia MANGA id. 8313-9101 ha un errore relativo  $\Delta\Omega_{\text{barra}}/\Omega_{\text{barra}} = 5.75$  (Guo et al., 2019) e non è presente nel grafico. A destra: distribuzione delle galassie barrate studiate con il metodo di TW in funzione dell'errore relativo del tasso di rotazione della barra  $\Delta\mathcal{R}/\mathcal{R}$ . Il riquadro blu rappresenta NGC 4264 (Cuomo et al., 2019b), il riquadro giallo rappresenta NGC 4277.

- è il miglior candidato ad essere lenta ( $\mathcal{R} > 1.4$ ) tra quelle misurate con il metodo di TW. Infatti la probabilità che la barra di NGC 4277 sia veloce ( $1 \leq \mathcal{R} \leq 1.4$ ) è solo del 3%.
- potrebbe essersi formata a seguito dell'interazione con la galassia compagna NGC 4273. Stando alle simulazioni numeriche, le barre che si formano per instabilità gravitazionali dei dischi stellari in cui si trovano nascono veloci e poi eventualmente rallentano per effetto della frizione dinamica prodotta dall'alone di materia oscura (Sellwood 1981, Debattista et al. 2006, Athanassoula et al. 2013). Invece le barre che si formano per instabilità indotta da interazioni mareali nascono già lente e rimangono tali per tutta la loro evoluzione (Noguchi 1987, Martinez-Valpuesta et al. 2017, Łokas et al. 2014). Dato che la misura di barre veloci è stata sempre interpretata come l'evidenza di una bassa concentrazione di materia oscura nelle regioni centrali a favore di un'alta concentrazione di materia luminosa (Debattista & Sellwood 1998, 2000), sarà interessante determinare l'effettivo contenuto e distribuzione di materia oscura al centro di NGC 4277 grazie allo sviluppo e all'applicazione ai dati SDSS e MUSE di modelli dinamici basati sulla distribuzione e cinematica della componente stellare (e.g. Cappellari et al. 2006, Zhu et al. 2018).

---

# Bibliografía

- Abraham, R. G., & Merrifield, M. R. 2000, *AJ*, 120, 2835
- Abraham, R. G., Valdes, F., Yee, H. K. C., & van den Bergh, S. 1994, *ApJ*, 432, 75
- Aguerri, J. A. L., Méndez-Abreu, J., & Corsini, E. M. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 495, 491
- Aguerri, J. A. L., Muñoz-Tuñón, C., & Varela, A. M. e. a. 2000, *Astronomy and Astrophysics*, 361, 841
- Aguerri, J. A. L., Méndez-Abreu, J., Falcón-Barroso, J., et al. 2015, *Astronomy and Astrophysics*, 576, A102
- Athanassoula, E., Machado, R. E. G., & Rodionov, S. A. 2013, *MNRAS*, 429, 1949
- Athanassoula, E., & Misiriotis, A. 2002, *MNRAS*, 330, 35
- Athanassoula, E., Morin, S., Wozniak, H., et al. 1990, *MNRAS*, 245, 130
- Bacon, R., Bauer, S., Böhm, P., et al. 2006, *The Messenger*, 124, 5
- Baillard, A., Bertin, E., de Lapparent, V., et al. 2011, *A&A*, 532, A74
- Barazza, F. D., Jogee, S., & Marinova, I. 2008, *ApJ*, 675, 1194
- Binggeli, B., Sandage, A., & Tammann, G. A. 1985, *AJ*, 90, 1681
- Binney, J., & Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics* (Princeton: Princeton University Press)
- Bundy, K., Bershady, M. A., Law, D. R., et al. 2015, *ApJ*, 798, 7
- Buta, R. J., Corwin, H. G., & Odewahn, S. C. 2007, *The de Vaucouleurs Atlas of Galaxies* (Cambridge: Cambridge University Press)
- Buta, R. J., Sheth, K., Athanassoula, E., et al. 2015, *ApJS*, 217, 32
- Caon, N., Capaccioli, M., & D'Onofrio, M. 1993, *MNRAS*, 265, 1013
- Cappellari, M., & Copin, Y. 2003, *MNRAS*, 342, 345
- Cappellari, M., & Emsellem, E. 2004, *PASP*, 116, 138
- Cappellari, M., Bacon, R., Bureau, M., et al. 2006, *MNRAS*, 366, 1126
- Comerón, S., Salo, H., Laurikainen, E., et al. 2014, *A&A*, 562, A121
- Corsini, E. M. 2011, *Mem. Soc. Astron. It. Sup.*, 18, 23
- Cuomo, V., Aguerri, J. A. L., Corsini, E. M., et al. 2019a, *A&A*, in stampa (arXiv:1909.01023)
- Cuomo, V., Corsini, E. M., Aguerri, J. A. L., et al. 2019b, *MNRAS*, 1876

- Curtis, H. D. 1918, *Pub. Lick Obs.*, 13, 9
- de Vaucouleurs, G. 1959, *Hand. Phys.*, 53, 275
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., & Corwin, H. G. 1976, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies* (Austin: University of Texas Press)
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, Jr., H. G., et al. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies* (New York: Springer)
- de Vaucouleurs, G. H., de Vaucouleurs, A., & Shapley, H. 1964, *Reference Catalogue of Bright Galaxies* (Austin: University of Texas Press)
- Debattista, V. P., Corsini, E. M., & Aguerri, J. A. L. 2002, *MNRAS*, 332, 65
- Debattista, V. P., Mayer, L., Carollo, C. M., et al. 2006, *ApJ*, 645, 209
- Debattista, V. P., & Sellwood, J. A. 1998, *ApJL*, 493, L5
- . 2000, *ApJ*, 543, 704
- Debattista, V. P., & Williams, T. B. 2004, *ApJ*, 605, 714
- Elmegreen, B. G., & Elmegreen, D. M. 1985, *ApJ*, 288, 438
- Erwin, P. 2015, *Apj*, 799, 226
- Eskridge, P. B., Frogel, J. A., Pogge, R. W., et al. 2002, *ApJS*, 143, 73
- Fixsen, D. J., Cheng, E. S., Gales, J. M., et al. 1996, *ApJ*, 473, 576
- Freeman, K. C. 1966, *MNRAS*, 133, 47
- . 1970, *ApJ*, 160, 811
- Freudling, W., Romaniello, M., Bramich, D. M., et al. 2013, *A&A*, 559, A96
- Friedli, D. 1999, in *ASP Conf. Series*, Vol. 187, *The Evolution of Galaxies on Cosmological Timescales*, ed. J. E. Beckman & T. J. Mahoney, 88–99
- Gerhard, O. E. 1993, *MNRAS*, 265, 213
- Guo, R., Mao, S., Athanassoula, E., et al. 2019, *MNRAS*, 482, 1733
- Henault, F., Bacon, R., Bonneville, C., et al. 2003, in *SPIE Conf. Series*, Vol. 4841, *Conference Proceedings SPIE*, ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 1096–1107
- Hubble, E. P. 1926, *ApJ*, 64, 321
- . 1936, *Realm of the nebulae* (New Haven: Yale University Press)
- Jogee, S., Barazza, F. D., Rix, H.-W., et al. 2004, *ApJL*, 615, L105
- Kim, S., Rey, S.-C., Jerjen, H., et al. 2014, *ApJS*, 215, 22
- Kormendy, J., & Kennicutt, Robert C., J. 2004, *Annual Review of A&A*, 42, 603
- Laurikainen, E., Salo, H., & Buta, R. 2005, *MNRAS*, 362, 1319
- Leibundgut, B., Bacon, R., Jaffé, Y. L., et al. 2017, *The Messenger*, 170, 20
- Leibundgut, B., Bacon, R., Bian, F., et al. 2019, *The Messenger*, 176, 16



- Lindblad, P. A. B., & Kristen, H. 1996, *A&A*, 313, 733
- Łokas, E. L., Athanassoula, E., Debattista, V. P., et al. 2014, *MNRAS*, 445, 1339
- Makarov, D., Prugniel, P., Terekhova, N., Courtois, H., & Vauglin, I. 2014, *A&A*, 570, A13
- Marinova, I., & Jogee, S. 2007, *ApJ*, 659, 1176
- Martinez-Valpuesta, I., Aguerri, J. A. L., González-García, A. C., Dalla Vecchia, C., & Stringer, M. 2017, *MNRAS*, 464, 1502
- Méndez-Abreu, J. 2008, *Tesi di Dottorato*, Universidad de La Laguna, Tenerife
- Méndez-Abreu, J., Aguerri, J. A. L., Corsini, E. M., & Simonneau, E. 2008, *A&A*, 478, 353
- Méndez-Abreu, J., Costantin, L., Aguerri, J. A. L., de Lorenzo-Cáceres, A., & Corsini, E. M. 2018, *MNRAS*, 479, 4172
- Menéndez-Delmestre, K., Sheth, K., Schinnerer, E., Jarrett, T. H., & Scoville, N. Z. 2007, *ApJ*, 657, 790
- Noguchi, M. 1987, *MNRAS*, 228, 635
- Peng, C. Y., Ho, L. C., Impey, C. D., & Rix, H.-W. 2002, *AJ*, 124, 266
- Pignatelli, E., Fasano, G., & Cassata, P. 2006, *A&A*, 446, 373
- Pohlen, M., & Trujillo, I. 2006, *A&A*, 454, 759
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical Recipes in FORTRAN. The Art of Scientific Computing* (Cambridge: Cambridge University Press)
- Prieto, M., Aguerri, J. A. L., Varela, A. M., & Muñoz-Tuñón, C. 2001, *A&A*, 367, 405
- Prugniel, P., & Soubiran, C. 2001, *A&A*, 369, 1048
- Puerari, I., & Dottori, H. 1997, *ApJ*, 476, L73
- Rautiainen, P., Salo, H., & Laurikainen, E. 2008, *MNRAS*, 388, 1803
- Rix, H.-W., Barden, M., Beckwith, S. V. W., et al. 2004, *ApJS*, 152, 163
- Sánchez, S. F., Kennicutt, R. C., Gil de Paz, A., et al. 2012, *A&A*, 538, A8
- Sandage, A. 1961, *The Hubble Atlas of Galaxies* (Washington: Carnegie Institution of Washington)
- Sandage, A., & Bedke, J. 1994, *The Carnegie Atlas of Galaxies* (Washington: Carnegie Institution of Washington)
- Sarzi, M., Falcón-Barroso, J., Davies, R. L., et al. 2006, *MNRAS*, 366, 1151
- Sbaffoni, A. 2018, *Tesi Triennale*, Università degli Studi di Padova
- Sellwood, J. A. 1981, *A&A*, 99, 362
- Sersic, J. L. 1968, *Atlas de Galaxias Australes* (Cordoba: Observatorio Astronomico de Cordoba)
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Soto, K. T., Lilly, S. J., Bacon, R., Richard, J., & Conseil, S. 2016, *MNRAS*, 458, 3210
- Sparke, L. S., & Gallagher, John S., I. 2000, *Galaxies in the Universe* (Cambridge: Cambridge University Press)

- Stuik, R., Bacon, R., Conzelmann, R., et al. 2006, *New Ast. Rev.*, 49, 618
- Tremaine, S., & Weinberg, M. D. 1984, *ApJL*, 282, L5
- Valdes, F., Gupta, R., Rose, J. A., Singh, H. P., & Bell, D. J. 2004, *ApJS*, 152, 251
- van den Bergh, S. 1976, *ApJ*, 206, 883
- van der Marel, R. P., & Franx, M. 1993, *ApJ*, 407, 525
- van Driel, W., Ragaigane, D., Boselli, A., Donas, J., & Gavazzi, G. 2000, *A&AS*, 144, 463
- van Driel, W., Butcher, Z., Schneider, S., et al. 2016, *A&A*, 595, A118
- Vega Beltran, J. C., Zeilinger, W. W., Amico, P., et al. 1998, *A&AS*, 131, 105
- Weilbacher, P. M., Streicher, O., Urrutia, T., et al. 2012, in *SPIE Conf. Series*, Vol. 8451, Conference Proceedings SPIE, 84510B
- Wozniak, H., & Champavert, N. 2006, *MNRAS*, 369, 853
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, John E., J., et al. 2000, *AJ*, 120, 1579
- Zhu, L., van de Ven, G., van den Bosch, R., et al. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 233