



Università degli Studi di Padova

---

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

TESI DI LAUREA

## Il gradiente di metallicità delle galassie attive

Laureando  
**Emanuele Biscaro**

Relatore  
**Dott. Stefano Ciroi**  
Correlatore  
**Dott. Francesco Di Mille**



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>5</b>
<b>1 Spettroscopia</b>	<b>7</b>
1.1 Equazione del trasporto . . . . .	7
1.2 Source Function . . . . .	8
1.3 Deviazione dall'equilibrio termodinamico . . . . .	9
<b>2 Metallicità</b>	<b>13</b>
2.1 Indicatori di metallicità . . . . .	16
2.1.1 $R_{23}$ . . . . .	16
2.1.2 $N2O2$ . . . . .	17
2.1.3 $O3N2$ . . . . .	18
2.1.4 $Ne3O2$ . . . . .	19
2.2 Gradiente di metallicità . . . . .	20
<b>3 Nuclei Galattici Attivi</b>	<b>25</b>
3.1 Galassie di Seyfert . . . . .	26
3.2 Osservazioni e analisi dei dati . . . . .	27
3.3 Calcolo del gradiente di metallicità . . . . .	31
3.3.1 NGC1598 . . . . .	32
3.3.2 NGC4303 . . . . .	33
3.3.3 NGC5426 e NGC5427 . . . . .	34
3.3.4 NGC5643 . . . . .	35
3.3.5 NGC7590 . . . . .	35
<b>Conclusioni</b>	<b>37</b>



# Introduzione

Una galassia si dice attiva quando il suo nucleo è caratterizzato da luminosità molto elevata ( $L \approx 10^{41} - 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ ), spettro continuo a legge di potenza a cui si sovrappongono righe di emissione e variabilità nell'intensità dell'emissione continua e delle righe. Lo spettro continuo è il risultato di processi fisici quali emissione termica, sincrotrone, Compton e Compton inverso, innescati dall'accrescimento di materia da parte di un buco nero supermassiccio con massa compresa tra  $M \approx 10^6 M_{\odot}$  e  $M \approx 10^9 M_{\odot}$  (Sun e Malkan 1989; Wandel, Peterson e Malkan 1999). Da quando si è scoperto che quasi tutte le galassie ospitano un buco nero supermassiccio nel nucleo (Magorrian et al. 1998; Gebhardt et al. 2000; Ferrarese e Merritt 2000), la maggior parte di questi in stato di quiescenza, le galassie attive sono passate da essere considerate sorgenti esotiche nell'universo, a fasi anche ricorrenti nella vita di una galassia. È logico quindi chiedersi in che modo il gas venga a trovarsi nella condizione di formare un disco di accrescimento. Uno dei meccanismi proposti in grado di far confluire materia verso il nucleo è l'interazione gravitazionale, ma ad oggi non esistono prove inconfutabili che leghino interazione e attività in un rapporto di causa ed effetto. Come suggerito dalle simulazioni di Rupke, Kewley e Barnes (2010), le interazioni gravitazionali tra galassie provocano una rapida diminuzione della metallicità nella regione nucleare subito dopo il primo pericentro, a causa dello spostamento di grandi masse di gas all'interno di ciascuna galassia: il gas povero di metalli si sposta dalle regioni esterne verso il nucleo, dove diluisce il gas precedentemente arricchito dalla nucleosintesi stellare, mentre parte di quest'ultimo viene attratta verso l'esterno dalle forze mareali. Questo provoca nelle galassie coinvolte un appiattimento osservabile del gradiente di metallicità, misura della variazione della metallicità della galassia in funzione della distanza dal nucleo (Rupke, Kewley e Chien 2010).

Questa tesi è un lavoro preparatorio all'analisi del gradiente di metallicità nelle galassie attive. Lo scopo è quello di capire se questo metodo può essere utilizzato per rivelare effetti di interazione gravitazionale non immediatamente evidenti in galassie attive e di chiarire meglio il ruolo dell'interazione nell'accensione del nucleo attivo. La prima parte è dedicata ad una introduzione dei concetti di base della spettroscopia e delle modalità di formazione di uno spettro a righe di emissione, la seconda consiste di una spiegazione dei principali indicatori di metallicità e delle differenze nel valore del gradiente di metallicità tra galassie isolate e interagenti, nella terza parte viene spiegata la struttura di un AGN, e infine nella quarta parte sono presentati i risultati delle misure del gradiente di metallicità di alcune galassie attive, sfruttando dati presenti in letteratura e appositamente acquisiti.



# Capitolo 1

## Spettroscopia

### 1.1 Equazione del trasporto

L'equazione del trasporto descrive la variazione dell'intensità specifica di radiazione nell'attraversamento di una regione in cui si può avere assorbimento o emissione di fotoni. Nel caso semplice di una nube gassosa interposta tra la sorgente e l'osservatore lungo la linea di vista, l'equazione si può determinare considerando due sistemi di riferimento:  $s$ , con origine  $O$  sul confine della nube più vicino alla sorgente e coordinate crescenti nel verso dell'osservatore;  $r$ , con origine  $O'$  sul confine della nube più vicino all'osservatore e coordinate crescenti nel verso della sorgente. Si analizza ora il comportamento di  $I_\nu$ , intensità specifica della radiazione entrante in  $O$ , per una variazione infinitesima  $ds$  della coordinata spaziale  $s$ :

- in caso di assorbimento si ha una diminuzione infinitesima di  $I_\nu$ ,  $dI_\nu = -k_\nu I_\nu ds$
- in caso di emissione si ha un incremento infinitesimo di  $I_\nu$  pari a  $dI_\nu = \epsilon_\nu ds$

con  $k_\nu$  coefficiente di assorbimento, espresso in  $\text{cm}^{-1}$ , e  $\epsilon_\nu$  coefficiente di emissione, in  $\text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ . In generale, una nube può contribuire alla variazione dell'intensità specifica sia in emissione che in assorbimento, quindi l'equazione del trasporto è data da:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -k_\nu I_\nu + \epsilon_\nu \quad (1.1)$$

Passando al sistema di riferimento  $r$ , a  $ds$  corrisponde  $dr = -ds$  e, dividendo tutti i termini dell'equazione per  $k_\nu$ , si ottiene:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu \quad (1.2)$$

con  $S_\nu = \epsilon_\nu/k_\nu$  funzione sorgente, o source function, della nube, e  $\tau_\nu = k_\nu r$  profondità ottica del mezzo. La source function descrive il comportamento del mezzo in caso di emissione od assorbimento di fotoni e in condizione di equilibrio termodinamico si riduce alla funzione di Planck:

$$S_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (1.3)$$

Si può risolvere (1.2) moltiplicandola per  $e^{-\tau_\nu}$  e integrandola sulla variabile  $\tau_\nu$  da 0 a  $\tau_\nu^*$ , profondità ottica totale della nube; assumendo  $S_\nu$  costante si ottiene:

$$I_\nu(\tau_\nu^*) = S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu^*}) + I_{\nu 0}e^{-\tau_\nu^*} \quad (1.4)$$

Si vede quindi che per  $\tau_\nu^* \gg 1$  la (1.4) si può approssimare a  $I_\nu(\tau_\nu^*) = S_\nu$  e la nube si dice otticamente spessa, mentre per  $\tau_\nu^* \ll 1$  la nube si dice otticamente sottile e l'equazione si riduce a:

$$I_\nu(\tau_\nu^*) = (S_\nu - I_{\nu 0})\tau_\nu^* + I_{\nu 0} \quad (1.5)$$

Se si ha anche  $I_{\nu 0} = 0$ , cioè se non è presente una sorgente sulla linea di vista oltre la nube, l'espressione diventa  $I_\nu(\tau_\nu^*) = S_\nu\tau_\nu^*$ , e sostituendo  $S_\nu = \epsilon_\nu/k_\nu$  e  $\tau_\nu^* = k_\nu r^*$  si ottiene infine:

$$I_\nu(\tau_\nu^*) = S_\nu\tau_\nu^* = \epsilon_\nu r^* \quad (1.6)$$

si osserva solo la source function della nube. Il coefficiente di emissione  $\epsilon_\nu$  può variare molto rapidamente con la frequenza e, per  $I_{\nu 0} = 0$ , è non nullo solamente in corrispondenza delle righe di emissione; lo stesso si può dimostrare per il coefficiente di assorbimento  $k_\nu$ . In generale dunque la source function di una nube si può scrivere come:

$$S_\nu = \frac{\epsilon_\nu^c + \epsilon_\nu^l}{k_\nu^c + k_\nu^l} \quad (1.7)$$

dove i coefficienti nel continuo sono indicati con l'apice  $c$ , mentre quelli relativi alle righe di emissione o assorbimento, diversi da zero solamente all'interno delle righe, con l'apice  $l$ . Nel caso in cui non sia presente emissione continua la source function si può scrivere:

$$S_\nu = \frac{\epsilon_\nu^l}{k_\nu^l} \quad (1.8)$$

## 1.2 Source Function

Quando uno spettro presenta righe di emissione non si è in condizione di equilibrio termodinamico nemmeno localmente; in questo caso la forma di  $S_\nu$  nella riga di emissione si può determinare a partire dal comportamento dei coefficienti  $\epsilon_\nu$  e  $k_\nu$  all'interno della riga. Si considera allora una riga prodotta da una transizione tra i livelli  $n$  ed  $m$  di un atomo, con  $n > m$ . Il coefficiente di emissione  $\epsilon_\nu^l$  è descritto da:

$$\epsilon_\nu^l = \psi(\nu) \int_{line} \epsilon_\nu d\nu = \frac{1}{4\pi} \psi(\nu) h\nu_{nm} A_{nm} N_n \quad (1.9)$$

con  $h$  costante di Planck,  $\nu_{nm}$  frequenza della transizione,  $N_n$  numero di atomi eccitati al livello  $n$ ,  $A_{nm}$  coefficiente di Einstein di emissione spontanea e  $\psi(\nu)$  profilo normalizzato della riga. Ipotizzando che il campo di radiazione che circonda l'atomo abbia densità  $U_\nu = 4\pi I_\nu/c$ , con  $I_\nu$  isotropo o isotropo equivalente, il coefficiente di assorbimento ha la forma:

$$k_\nu^l = \psi(\nu) \int_{line} k_\nu I_\nu d\nu = \frac{1}{4\pi} \psi(\nu) h\nu_{nm} B_{mn} N_m U(\nu_{nm}) - \frac{1}{4\pi} \psi(\nu) h\nu_{nm} B_{nm} N_n U(\nu_{nm}) \quad (1.10)$$



con  $B_{nm}$  coefficiente di assorbimento di Einstein; il primo addendo nell'equazione (1.10) è relativo all'assorbimento, mentre il secondo descrive l'emissione indotta. Se inoltre si suppone  $I_\nu$  isotropo e costante all'interno della riga si può semplificare, ottenendo:

$$\psi(\nu) \int_{line} k_\nu d\nu = \frac{1}{c} \psi(\nu) h\nu_{nm} (B_{mn} N_m - B_{nm} N_n) \quad (1.11)$$

La source function all'interno della riga è rappresentata quindi dall'equazione:

$$S_\nu^l = \frac{\epsilon_\nu^l}{k_\nu^l} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[ \frac{g_n N_m}{g_m N_n} - 1 \right] \quad (1.12)$$

ottenuta sfruttando le relazioni tra i coefficienti di Einstein:

$$A_{nm} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{nm} \quad g_m B_{mn} = g_n B_{nm} \quad (1.13)$$

In caso di equilibrio termodinamico, equilibrio termodinamico locale o equilibrio termodinamico equivalente, il rapporto  $N_m/N_n$  è dato dalla legge di Boltzmann:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{-h\nu_{nm}/kT} \quad (1.14)$$

e la (1.12) si riduce alla planckiana.

### 1.3 Deviazione dall'equilibrio termodinamico

Uno spettro caratterizzato da righe di emissione senza continuo può essere prodotto solamente da gas che non si trova in uno stato di equilibrio termodinamico: per ottenere la forma corretta della source function il rapporto  $N_n/N_m$  deve essere ricalcolato tenendo conto di questo. Inoltre si può capire dal fatto che lo spettro non varia nel tempo (le righe non compaiono o scompaiono e non variano in intensità) che il rapporto  $N_n/N_m$  e il grado di ionizzazione rimangono costanti nel tempo; si dovrà quindi determinare l'equazione per ogni atomo e livello imponendo che gli stati siano popolati in modo costante, per ogni processo che può influenzare il rapporto, in ogni punto della nube.

Un processo che porta all'eccitazione degli atomi, oltre al già visto assorbimento di fotoni, è l'urto con altre particelle, che nel caso considerato sono principalmente elettroni. Per determinare i parametri collisionali dell'interazione si considerano allora due cariche  $Ze$  e  $ze$  dello stesso segno, la prima bersaglio e la seconda proiettile, e ci si pone nel sistema di riferimento solidale alla particella bersaglio. Il raggio di massimo avvicinamento si ottiene imponendo la conservazione dell'energia ed è dato da:

$$r_0 = \frac{2Zze^2}{mv_\infty^2} \quad (1.15)$$

in cui  $m$  è la massa della particella proiettile e  $v_\infty$  è la sua velocità quando  $r \rightarrow \infty$  e le particelle non sono ancora in interazione; a partire da  $r_0$  si trova la sezione d'urto  $\sigma = \sigma(v) = \pi r_0$  della particella con carica  $Ze$  rispetto al partner con carica  $ze$ . Determinata la sezione d'urto per ogni atomo si può derivare la quantità detta rate collisionale per una transizione tra i livelli  $n$  ed  $m$ :

$$c_{mn} = \sigma_{mn}(v) v N_e = Q_{mn} N_e \quad (1.16)$$

con  $N_e$  densità delle particelle proiettile e  $\sigma_{mn}(v)v = Q_{mn}$  coefficiente del rate di eccitazione collisionale, stima del volume spazzato dai partner d'urto della particella considerata; i partner d'urto non hanno però tutti la stessa velocità, quindi per il calcolo di  $Q_{mn}$  si deve tenere conto della distribuzione delle velocità  $\phi(v)$ , ottenendo:

$$Q_{mn} = \int_0^{\infty} \sigma_{mn} v \phi(v) dv \quad (1.17)$$

Un urto può anche provocare la diseccitazione di un atomo e, in questo caso, la relazione tra il coefficiente della rate per la diseccitazione e quello per l'eccitazione è data da:

$$N_e N_m Q_{mn} = N_e N_n Q_{nm} \rightarrow \frac{Q_{mn}}{Q_{nm}} = \frac{N_m}{N_n} \quad (1.18)$$

Se i partner d'urto sono elettroni si ha  $Q_{mn} \simeq 8.36 \cdot 10^{-6} \Omega_{nm} / g_n T^{1/2}$ , con  $g_n$  peso statistico,  $T$  temperatura cinetica del gas e  $\Omega_{nm}$  forza collisionale, probabilità che la funzione d'onda di un elettrone di velocità  $v$  interagisca o meno con l'atomo bersaglio. Le righe prodotte in transizioni che sono possibili solo per eccitazione o diseccitazione collisionale e non possono avvenire per assorbimento o emissione spontanea di fotoni sono dette righe proibite; se i livelli coinvolti nella transizione sono vicini allo stato fondamentale sono chiamati livelli metastabili.

Per quanto riguarda l'eccitazione per assorbimento di fotoni si considera per semplicità un atomo con soli due livelli, in assenza di ionizzazione o ricombinazione; il campo di radiazione che interessa l'atomo è quello della stella moltiplicato per il coefficiente di diluizione geometrica  $W$ , da stimare:  $I_\nu = W B_\nu(T_*)$ . L'atomo è immerso in un campo di radiazione di intensità specifica  $\bar{I}_\nu^*(r) = \phi_\nu(r) / \Omega_*$  e densità di radiazione  $U_\nu(P) = 1/c \int_{\Omega_*} \bar{I}_\nu^* d\omega = \Omega_* \bar{I}_\nu^* / c$ , in quanto vede la stella sottesa da un angolo solido  $\Omega_* = \pi R_*^2 / r^2$ ; il campo in genere non è isotropo, ma è possibile definire il campo isotropo equivalente  $U_\nu(P) = 4\pi I_\nu / c$ . Essendo il campo generato da una stella, si ha  $\bar{I}_\nu^* = B_\nu(T_*)$ , ed eguagliando le densità di energia si ottiene il coefficiente di diluizione  $W$ :

$$I_\nu = W B_\nu(T_*) = \frac{\Omega_*}{4\pi} B_\nu(T_*) \implies W = \frac{\Omega_*}{4\pi} \quad (1.19)$$

L'equazione che descrive il numero di transizioni tra i due livelli dell'atomo, tenendo conto sia dell'eccitazione collisionale che di quella dovuta al campo di radiazione stellare è data da:

$$N_e N_1 Q_{12} + N_1 \frac{4\pi}{c} I_\nu B_{12} = N_e N_2 Q_{21} + N_2 \frac{4\pi}{c} I_\nu B_{12} + N_2 A_{21} \quad (1.20)$$

dove i termini a sinistra rappresentano le transizioni dal livello 1 al livello 2, mentre i termini a destra quelle dal livello 2 al livello 1, e  $A$  e  $B$  sono i coefficienti di Einstein. Per una nebulosa, tipicamente, i termini contenenti  $I_\nu$  si possono trascurare, essendo la radiazione diluita: gli atomi in questo caso sono quindi eccitati principalmente per collisione; il rapporto  $N_2/N_1$  diventa:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{N_e Q_{12}}{A_{21} + N_e Q_{21}} \quad (1.21)$$

Approssimando  $Q_{12}/Q_{21}$  al caso di equilibrio termodinamico (equazioni (1.14) e (1.18)) si ottiene:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{1 + \frac{A_{21}}{N_e Q_{21}}} \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/kT} = \frac{b_2}{b_1} \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/kT} \quad (1.22)$$

Il coefficiente di deviazione dall'equilibrio termodinamico è quindi:

$$\frac{b_2}{b_1} = \frac{1}{1 + \frac{A_{21}}{N_e Q_{21}}} \quad (1.23)$$

e si vede che per  $\frac{A_{21}}{N_e Q_{21}} \rightarrow 0$ , cioè quando dominano le collisioni, il coefficiente di deviazione tende ad 1 e il comportamento del gas diventa sempre più simile a quello che si avrebbe in caso di equilibrio termodinamico. Si definisce la densità critica  $N_c = A_{12}/Q_{12}$  il valore di  $N_e$  per il quale il rapporto  $\frac{A_{21}}{N_e Q_{21}}$  vale 1 e il numero di transizioni per emissione spontanea eguaglia quello delle transizioni per diseccitazione collisionale; per  $N \ll N_c$  dominano le transizioni per emissione spontanea, mentre per  $N \gg N_c$  sono più frequenti le transizioni collisionali e le righe proibite non sono visibili. Per ottenere l'espressione della source function nel caso di assenza di equilibrio termodinamico basta quindi inserire il rapporto trovato per  $N_n/N_m$  in:

$$S_\nu^l = \frac{\epsilon_\nu^l}{k_\nu^l} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \left[ \frac{g_n N_m}{g_m N_n} - 1 \right] \quad (1.24)$$

L'espressione (1.22) è importante in quanto permette di descrivere la formazione delle righe proibite, alcune delle quali sono alla base degli indicatori di metallicità più comuni.



## Capitolo 2

# Metallicità

La metallicità è definita in astronomia come l'abbondanza degli elementi più pesanti dell'elio, ed è quantificata dal parametro  $Z$ , che esprime la percentuale di metalli in massa nell'oggetto considerato. I valori di metallicità dipendono da alcuni parametri fisici: la temperatura elettronica del gas  $t_e$ , il parametro di ionizzazione  $U$ , misura del grado di ionizzazione del gas, e, per valori sufficientemente alti, la densità elettronica  $n_e$ ; un altro fattore che può influenzarne la misura è l'arrossamento, che dipende a sua volta dalla lunghezza d'onda, e quindi varia a seconda delle righe utilizzate per definire gli indicatori. La temperatura elettronica è la grandezza fisica indice dell'energia cinetica degli elettroni liberi presenti nel mezzo interstellare. Le righe proibite dell'[O III] sono emesse nella transizione tra due livelli superiori ed uno splittato inferiore e sono quindi molto sensibili alla temperatura, che, come descritto dall'equazione di Boltzmann, è indicazione della popolazione relativa del livello superiore. La temperatura elettronica si può allora ottenere dal rapporto:

$$\frac{I_{4959} + I_{5007}}{I_{4363}} = \frac{8.32 \cdot \exp\left(\frac{3.29 \cdot 10^4}{t_e}\right)}{1 + \left(4.5 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{n_e}{t_e^{1/2}}\right)} \quad (2.1)$$

(Osterbrock 1989) in cui si utilizzano l'intensità della riga a 4363 Å, prodotta nella transizione tra il livello più alto  $^1S_0$  e quello intermedio  $^1D_2$ , e la somma delle intensità delle righe 4959 Å e a 5007 Å, prodotte nelle transizioni tra il livello intermedio  $^1D_2$  e i livelli  $^3P_1$  e  $^3P_2$  rispettivamente. Nell'equazione (2.1) la presenza del coefficiente  $10^{-4}$  e il fatto che la temperatura può raggiungere valori dell'ordine di migliaia di gradi, fanno in modo che il denominatore sia approssimabile ad 1, quando la densità elettronica  $n_e$  non presenta valori troppo elevati. Questa si può ottenere da altre combinazioni di righe, come quelle del doppietto dell'ossigeno [O II]  $\lambda\lambda 3726, 3729$  o quelle del doppietto dello zolfo [S II]  $\lambda\lambda 6716, 6731$ ; infatti in questi casi la temperatura alla quale i due livelli di ciascun doppietto vengono occupati è quasi la stessa, mentre sono diversi i tassi di eccitazione collisionale. Alle basse densità il rapporto tra le intensità delle righe del doppietto è determinato dal rapporto tra i tassi collisionali, mentre alle alte densità dipende esclusivamente dai diversi coefficienti di transizione spontanea, essendo i livelli in equilibrio termico con il gas esterno; nel caso intermedio il rapporto è dipendente dalla densità elettronica (figura 2.1).

L'arrossamento influenza le misure di metallicità quando gli indicatori sono basati su righe che si trovano in parti diverse dello spettro, per esempio N2O2, per il quale

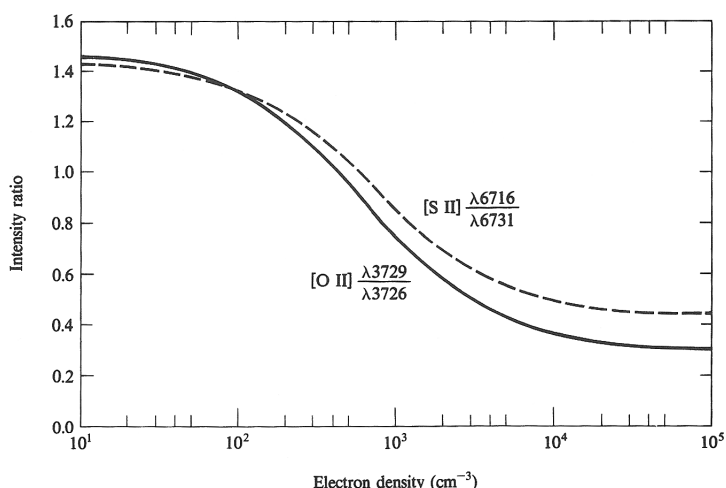


Figura 2.1: Variazione dei rapporti  $[S II]\lambda 6716/\lambda 6731$  (linea tratteggiata) e  $[O II]\lambda 3729/\lambda 3726$  (linea continua) in funzione della densità elettronica (Osterbrock 1989).

si utilizza il rapporto tra le righe  $[N II]\lambda 6584$  e  $[O II]\lambda 3727$ ; in questo caso si deve correggere lo spettro prima di poter calcolare i rapporti di intensità. Per una correzione

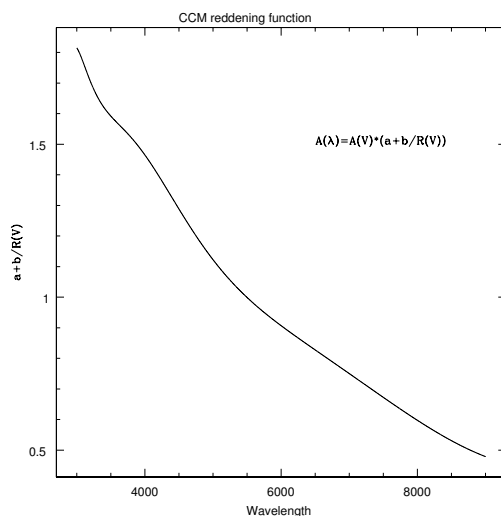


Figura 2.2: Curva di estinzione di Cardelli, Clayton e Mathis (1989) da 3000 Å a 9000 Å, normalizzata a 5500 Å.

sufficientemente precisa si può utilizzare una legge sperimentale dell'arrossamento come quella di Cardelli, Clayton e Mathis (1989) (figura 2.2); la legge è descritta dall'equazione:

$$\left\langle \frac{A_\lambda}{A(V)} \right\rangle = a(x) + \frac{b(x)}{R(V)}; \quad x = \frac{1}{\lambda} \quad (2.2)$$

dove  $A(V) \propto 1/\lambda$  è l'estinzione in magnitudini in banda V,  $R(V) = A(V)/E(B - V)$  è il rapporto tra  $A(V)$  e l'eccesso di colore  $E(B - V)$ , che si può in genere assumere pari

a 3.1, mentre

$$a(x) = 1 + 0.17699x - 0.50447x^2 - 0.02427x^3 + 0.72085x^4 + 0.01979x^5 + \\ -0.77530x^6 + 0.32999x^7 \quad (2.3)$$

e

$$b(x) = 1.41338x + 2.28305x^2 + 1.07233x^3 - 5.38434x^4 - 0.62251x^5 + 5.30260x^6 + \\ -2.09002x^7 \quad (2.4)$$

sono parametri dipendenti solamente dalla lunghezza d'onda.

Un altro fattore che influenza le misure di metallicità è il parametro di ionizzazione  $U$ , misura del grado di ionizzazione del gas della nube, o l'analogo  $q$ , che si può interpretare fisicamente come la massima velocità del fronte di ionizzazione dovuto al campo locale di radiazione. I due parametri sono definiti dalle equazioni:

$$q = \frac{Q_{H0}}{4\pi R_s^2 n}; \quad U = \frac{q}{c} \quad (2.5)$$

con  $Q_{H0}$  flusso di fotoni ionizzanti prodotto dalla stella oltre il limite di Lyman,  $n$  densità numerica locale di atomi di idrogeno ed  $R_s$  raggio di Strömgen. Per il calcolo

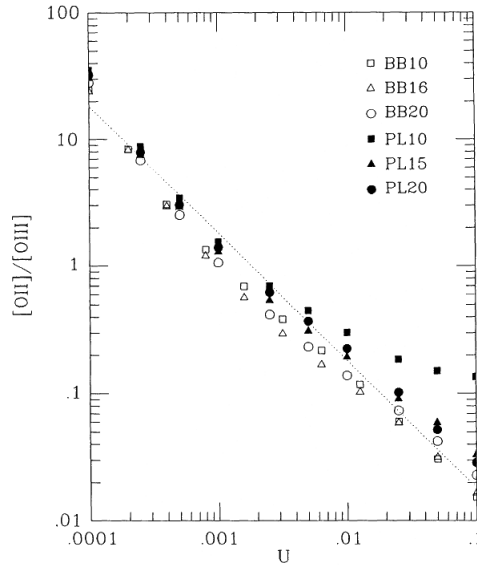


Figura 2.3: Andamento del rapporto  $[O II]\lambda 3727/[O III]\lambda 5007$  in funzione del parametro di ionizzazione  $U$ , per diversi modelli di fotoionizzazione: quelli che utilizzano spettri con continuo a legge di potenza sono indicati con PL, quelli che utilizzano spettri con continuo di corpo nero con BB (Penston et al. 1990).

di  $q$  si devono utilizzare righe dello stesso metallo in diversi stati di ionizzazione, e si deve fare una stima iniziale della metallicità utilizzando un indicatore indipendente dal parametro di ionizzazione, come N2O2; il metodo più comune, descritto da Penston et al. (1990) si basa sulle righe  $[O III]\lambda 5007$  e  $[O II]\lambda 3727$  (figura 2.3):

$$\log U = -2.74 - \log \left( \frac{[OII]}{[OIII]} \right) \quad (2.6)$$

Per ottenere  $\log q$  occorre semplicemente sommare a (2.6) la quantità  $\log c$ , con  $c$  velocità della luce espressa in  $\text{cm s}^{-1}$ .

## 2.1 Indicatori di metallicità

L'ossigeno è uno degli elementi più diffusi, produce righe intense ed è osservato in diversi stati di ionizzazione (Kewley e Dopita 2002); per questo l'indicatore di metallicità più importante, che viene utilizzato per calibrare tutti gli altri, è dato dalla quantità  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ , che nelle regioni H II dipende solo dall'abbondanza di OII, OIII e HII, essendo  $\text{O}/\text{H} = \text{OII}/\text{HII} + \text{OIII}/\text{HII}$ . I rapporti si possono calcolare a partire dalle temperature elettroniche e dalle intensità delle righe utilizzando le relazioni determinate da Izotov et al. (2006):

$$12 + \log \left( \frac{\text{OIII}}{\text{HII}} \right) = \log \frac{\lambda 4959 + \lambda 5007}{\text{H}\beta} + 6.200 + \frac{1.251}{t_e(\text{OIII})} - 0.55 \log t_e(\text{OIII}) + \quad (2.7)$$

$$- 0.014 t_e(\text{OIII})$$

$$12 + \log \left( \frac{\text{OII}}{\text{HII}} \right) = \log \frac{\lambda 3727}{\text{H}\beta} + 5.961 + \frac{1.676}{t_e(\text{OII})} - 0.40 \log t_e(\text{OII}) - 0.034 t_e(\text{OII}) + \quad (2.8)$$

$$+ \log(1 + 1.35 \cdot 10^{-4} n_e t_e(\text{OII})^{-1/2})$$

con  $t_e(\text{O III})$  calcolata da (2.1) e  $t_e(\text{O II})$  ottenibile attraverso la formula:

$$t_e(\text{OII}) = 0.243 + t_e(\text{OIII})[1.031 - 0.184 \cdot t_e(\text{OIII})] \quad (2.9)$$

dove  $t_e(\text{O III})$  e  $t_e(\text{O II})$  sono espressi in unità di  $10^4$  K. Nel caso in cui alcune righe, come  $[\text{O III}]\lambda 4363$ , siano troppo deboli per essere misurate, può risultare difficile stimare la temperatura elettronica, e il valore della metallicità ottenuto può essere soggetto a forti errori; per questo motivo vengono utilizzati anche altri indicatori di metallicità, basati su righe intense prodotte da altri metalli, che vengono calibrati su  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  dove la misurazione di quest'ultimo è possibile con una certa precisione.

### 2.1.1 $R_{23}$

L'indicatore  $R_{23}$  è basato sul rapporto di intensità tra le righe di  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $\text{H}\beta$ :

$$R_{23} = \frac{[\text{OII}]\lambda 3727 + [\text{OIII}]\lambda \lambda 4959, 5007}{\text{H}\beta} \quad (2.10)$$

La funzione che lega  $R_{23}$  e  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  (figura 2.4) ha un massimo quando la metallicità è leggermente inferiore a quella solare; a causa di questo, ad un valore misurato di  $R_{23}$  possono corrispondere due diversi valori di  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ : è necessario quindi, per risolvere la degenerazione, sapere a priori se si sta considerando il ramo ad alta o quello a bassa metallicità, per esempio sfruttando l'indicatore  $\text{N}2\text{O}2$ . Un altro problema di questo indicatore è che vicino al massimo, per  $8.5 < 12 + \log(\text{O}/\text{H}) < 8.9$ , il valore di metallicità ottenuto è sistematicamente sovrastimato, in quanto, in questa regione, la sensibilità



dell'indicatore all'abbondanza è molto limitata (Kewley e Dopita 2002). Kewley e Ellison (2008), basandosi su modelli di evoluzione stellare e di fotoionizzazione, trovano per il ramo a bassa metallicità, fortemente dipendente dal parametro di ionizzazione  $q$ , l'espressione analitica:

$$12 + \log \left( \frac{\text{O}}{\text{H}} \right)_{\text{lower}} = 9.40 + 4.65x - 3.17x^2 - \log(q)(0.272 + 0.547x - 0.513x^2) \quad (2.11)$$

mentre per il ramo ad alta metallicità, meno influenzato da  $q$ , si ha:

$$12 + \log \left( \frac{\text{O}}{\text{H}} \right)_{\text{upper}} = 9.72 - 0.777x - 0.951x^2 - 0.072x^3 - 0.811x^4 + \\ - \log(q)(0.0737 - 0.0713x - 0.141x^2 + 0.0373x^3 - 0.058x^4) \quad (2.12)$$

con, in entrambi i casi,  $x = \log R_{23}$ .

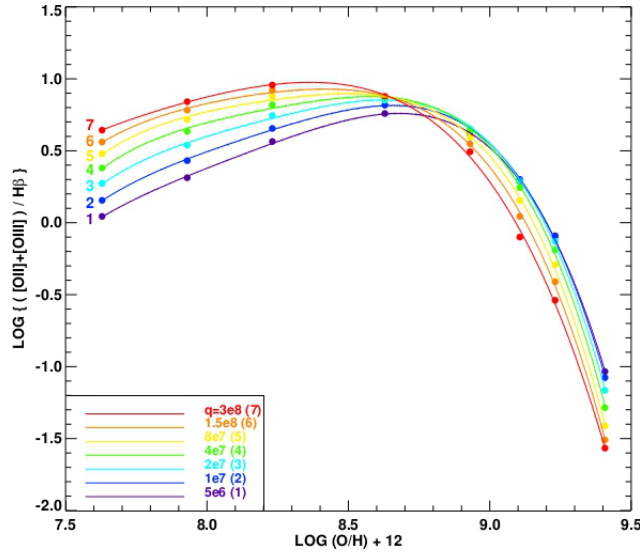


Figura 2.4:  $R_{23}$  in funzione di  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  per diversi valori di  $q$  (Kewley e Dopita 2002).

### 2.1.2 N2O2

Per questo indicatore si utilizza il rapporto  $[\text{N II}]\lambda 6584 / [\text{O II}]\lambda 3727$ , tra righe abbastanza intense anche in spettri a basso rapporto segnale-rumore e non alterate da popolazioni stellari sottostanti; per valori di metallicità superiori a metà di quella solare,  $Z \gtrsim 0.5 Z_{\odot}$ , cioè  $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \gtrsim 8.6$ , il rapporto dipende debolmente dal parametro di ionizzazione, in quanto gli elementi hanno un potenziale di ionizzazione simile. Si osserva un aumento di  $[\text{N II}]\lambda 6584 / [\text{O II}]\lambda 3727$  con la metallicità, per  $Z > 0.5 Z_{\odot}$ , in quanto l'azoto in questo caso è un prodotto di nucleosintesi secondaria: l'intensità della riga  $[\text{N II}]\lambda 6584$  cresce più velocemente di quella di  $[\text{O II}]\lambda 3727$  fino a  $2.0-3.0 Z_{\odot}$ , quando le due righe diventano difficili da identificare a causa della bassa temperatura elettronica. In questa condizione diminuisce anche il numero degli elettroni energetici  $e$ , essendo l'energia di eccitazione della transizione molto grande, questo provoca un indebolimento

della riga dell'ossigeno. Per basse metallicità invece azoto ed ossigeno derivano entrambi da nucleosintesi primaria, per cui il rapporto tra le intensità è costante con l'aumento di  $Z$ . L'indicatore è quindi utilizzabile solamente in regioni con  $Z > 0.5 Z_{\odot}$ . La relazione tra  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda 3727$  e  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  è approssimata da:

$$12 + \log\left(\frac{\text{O}}{\text{H}}\right) = \log(1.54020 + 1.26602R + 0.167977R^2) + 8.93 \quad (2.13)$$

con  $R = \log([\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda 3727)$  (figura 2.5). Un difetto di questo indicatore è che le righe si trovano in zone dello spettro distanti tra loro, caratterizzate da un diverso arrossamento: ci si aspetta quindi che una stima errata dell'assorbimento causi errori maggiori rispetto agli altri indicatori; nonostante questo è considerato l'indicatore più affidabile (Kewley e Dopita 2002), in quanto è indipendente dal parametro di ionizzazione.

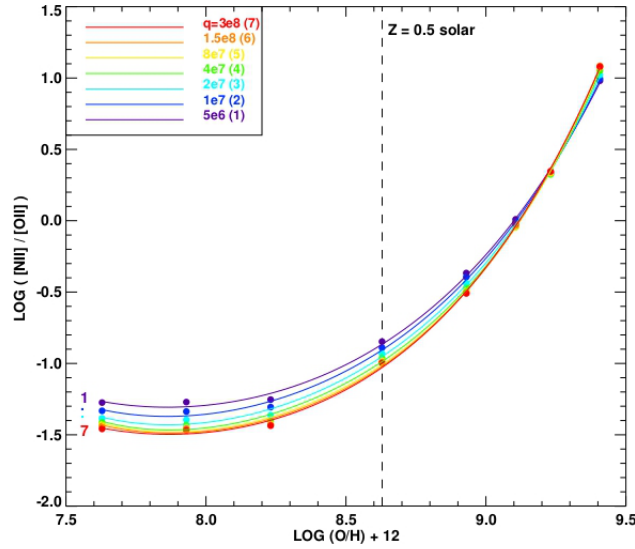


Figura 2.5:  $\text{N2O2}$  in funzione di  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  per diversi valori di  $q$ . Nell'area a sinistra della linea tratteggiata ( $Z < 0.5 Z_{\odot}$ ) l'azoto è prodotto principalmente per nucleosintesi primaria, mentre nell'area a destra ( $Z > 0.5 Z_{\odot}$ ) domina la nucleosintesi secondaria (Kewley e Dopita 2002).

### 2.1.3 O3N2

L'indicatore è definito da:

$$\text{O3N2} = \log \left[ \left( \frac{[\text{OIII}]\lambda 5007}{\text{H}\beta} \right) \cdot \left( \frac{[\text{NII}]\lambda 6584}{\text{H}\alpha} \right)^{-1} \right] \quad (2.14)$$

combinazione degli indicatori  $\text{O3} = [\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  e  $\text{N2} = [\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$ , (Pettini e Pagel 2004). I due indicatori sono stati accoppiati in quanto, nonostante la relazione tra  $\text{N2}$  e  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  sia monotona crescente e quasi lineare (figura 2.6), per alcuni valori di  $\text{N2}$  varia molto rapidamente; l'utilizzo congiunto degli indicatori  $\text{O3}$  e  $\text{N2}$  aumenta la precisione in condizioni di alta metallicità, dove ci si aspetta la saturazione della

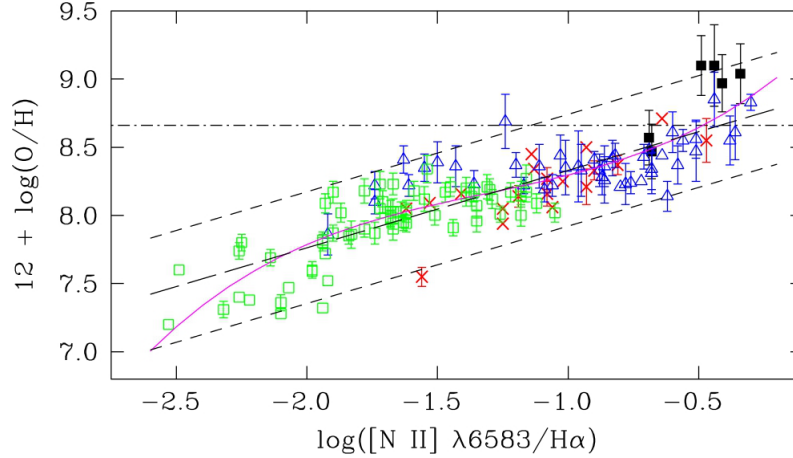


Figura 2.6:  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  in funzione di N2 (Pettini e Pagel 2004): la linea tratteggiata centrale rappresenta la miglior approssimazione lineare, le due linee tratteggiate esterne delimitano la zona in cui si trova il 95% delle misure ( $2\sigma$ ) e infine la linea tratto-punto indica il valore della metallicità solare.

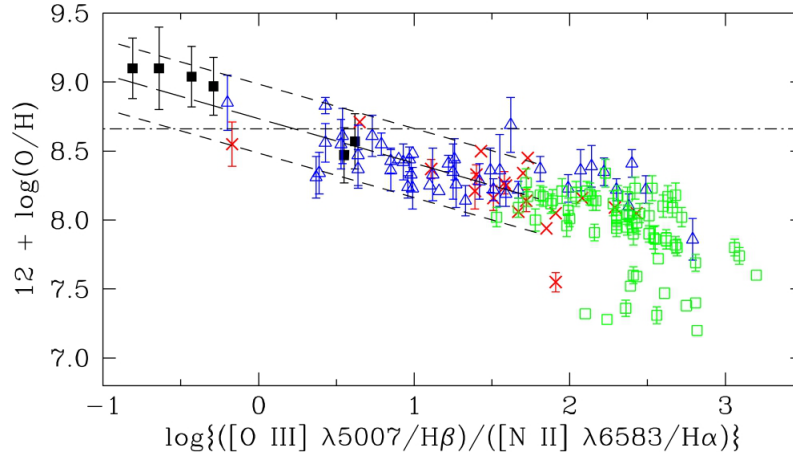


Figura 2.7:  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  in funzione di O3N2 (Pettini e Pagel 2004): linee come in figura 2.6.

riga  $[\text{N II}]\lambda 6584$  e al tempo stesso la diminuzione dell'intensità della riga  $[\text{O III}]\lambda 5007$  all'aumentare di  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ .

L'indicatore è utilizzabile quando ha valori compresi tra -1 e 1.9, in quanto per valori maggiori la dispersione è troppo elevata e non permette di ottenere determinazioni significative della metallicità; in questo caso la relazione tra O3N2 e  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  (figura 2.7) può essere approssimata come:

$$12 + \log\left(\frac{\text{O}}{\text{H}}\right) = 8.73 - 0.32 \cdot \text{O3N2} \quad (2.15)$$

#### 2.1.4 Ne3O2

L'indicatore Ne3O2:

$$\text{Ne3O2} = \log\left(\frac{[\text{NeIII}]\lambda 3869}{[\text{OII}]\lambda 3727}\right) \quad (2.16)$$

(Shi, Zhao e Liang 2007) è basato su righe abbastanza vicine da non rendere necessaria una correzione per arrossamento; le righe sono però caratterizzate da diversi gradi di ionizzazione e questo causa una forte dipendenza dal parametro di ionizzazione  $q$ . La relazione tra  $\text{Ne3O2}$  e  $12+\log(\text{O}/\text{H})$  è molto ripida (figura 2.8) e si può approssimare in modo lineare al primo ordine con l'equazione:

$$12 + \log\left(\frac{\text{O}}{\text{H}}\right) = -1.171 \cdot \text{Ne3O2} + 7.063 \quad (2.17)$$

Probabilmente a causa della mancata condensazione dell'ossigeno in grani di polvere nelle galassie ad alta metallicità, la relazione presenta una dispersione elevata, con un errore medio di circa 0.3 dex.

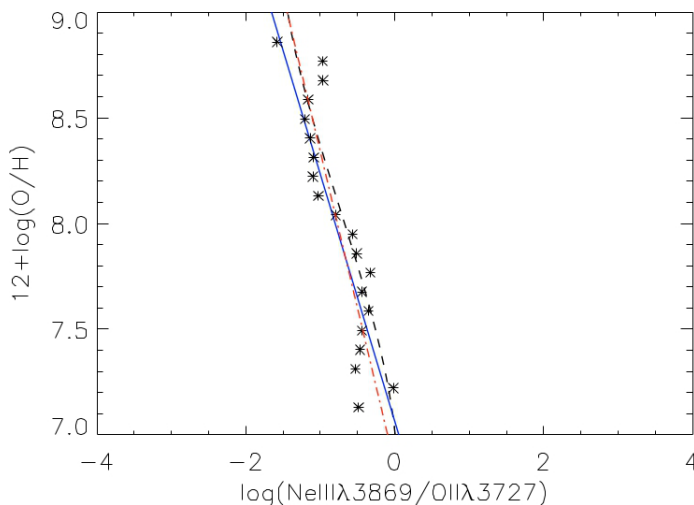


Figura 2.8:  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  in funzione di  $\text{Ne3O2}$  (Shi, Zhao e Liang 2007): le stelle rappresentano i valori medi di metallicità per un campione di galassie, mentre la linea continua rappresenta l'equazione (2.17).

## 2.2 Gradiente di metallicità

Il gradiente di metallicità è una misura della variazione della metallicità della galassia in funzione della distanza dal nucleo, e dipende in modo evidente dal tipo di galassia: ha un valore molto negativo nelle galassie a spirale, nelle quali la metallicità diminuisce fortemente con il raggio, mentre diminuisce in valore assoluto, appiattendosi, andando dalle spirali barrate, alle lenticolari e infine alle ellittiche, per le quali si osserva che la metallicità ha un valore costante in funzione del raggio.

Nel caso delle galassie a spirale, si notano inoltre differenze di gradiente tra quelle isolate e quelle in interazione. Kewley et al. (2010) confrontano i gradienti di quattro coppie di galassie interagenti con quelli delle galassie isolate Via Lattea, M101 ed M83. Le coppie di galassie interagenti considerate sono composte da almeno una galassia con inclinazione tale da rendere chiara la distribuzione spaziale delle regioni H II, e sono caratterizzate da magnitudine assoluta  $M_B < 20$  e separazione nell'intervallo 15-25 kpc. Inoltre sono state selezionate in modo da presentare diversi valori del rapporto

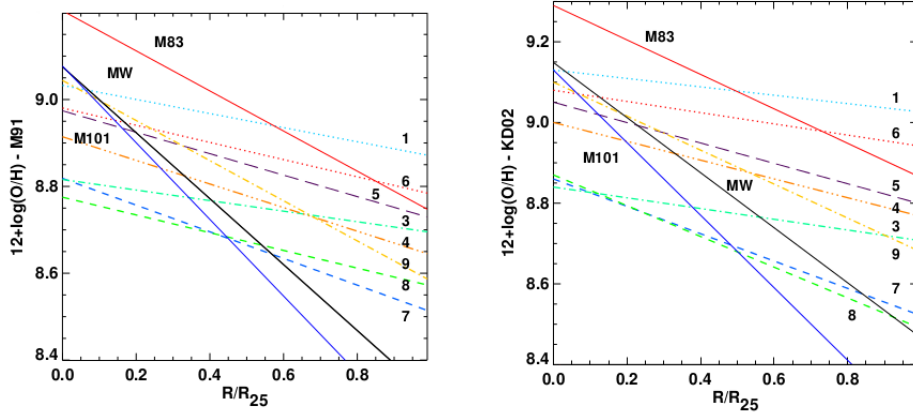


Figura 2.9: Gradienti di metallicità, ottenuti sfruttando gli indicatori R23 (a sinistra) e N2O2 (a destra), per otto galassie interagenti (rette tratteggiate) e per le galassie isolate Via Lattea (retta nera), M101 (retta blu) e M83 (retta rossa); i gradienti delle galassie interagenti appaiono più piatti di quelli delle galassie isolate (Kewley et al. 2010).

luminosità-metallicità e diversi valori delle proprietà che possono influenzare il gradiente (separazione, presenza di barre e tipo di Hubble). Si osserva che, indipendentemente dall'indicatore utilizzato (N2O2 o R23), i gradienti di metallicità per le galassie interagenti sono più piatti di quelli osservati per le galassie isolate (figura 2.9): risulta infatti un valore medio del gradiente pari a  $\frac{\Delta \log(O/H)}{\Delta R/R_{25}} = -0.25 \pm 0.02$  per le galassie interagenti e  $\frac{\Delta \log(O/H)}{\Delta R/R_{25}} = -0.67 \pm 0.09$  per quelle isolate. A partire da questi risultati Kewley et al. (2010) concludono che flussi di gas verso il nucleo, causati dalle interazioni, modificano il gradiente di metallicità, rendendolo più piatto.

Rupke, Kewley e Chien (2010) confrontano invece i gradienti di nove coppie di galassie interagenti nella prima fase dell'interazione con quelli di un campione di galassie isolate. Le coppie di galassie interagenti scelte per il campione sono morfologicamente disturbate in modo evidente, presentano una separazione nucleare proiettata  $d \lesssim 30$  kpc e il rapporto tra le masse in ciascuna coppia è compreso tra 1:1 e 1:3. Inoltre per evitare di includere sistemi in stati avanzati di interazione sono stati scartati i sistemi con separazione nucleare proiettata  $d < 15$  kpc o caratteristiche tipiche di un sistema vicino alla coalescenza (morfologia compatta o deboli effetti mareali). Il campione di controllo è invece composto da galassie isolate che potrebbero essere rappresentative delle galassie disturbate com'erano prima dell'interazione. Le galassie che compongono i due campioni hanno masse simili e per entrambi i campioni il raggio ha un valore medio  $R_{25} = 13$  kpc; le galassie interagenti hanno una luminosità media nell'infrarosso maggiore di quelle isolate, a causa del maggior tasso di formazione stellare. Si ottiene per le galassie isolate un valore mediano del gradiente di  $-0.041 \pm 0.009$  dex/kpc o  $-0.57 \pm 0.05$  dex/ $R_{25}$  e per i sistemi interagenti un valore mediano di  $-0.017 \pm 0.002$  dex/kpc o  $-0.23 \pm 0.03$  dex/ $R_{25}$ , a conferma dell'ipotesi di mescolamento dei metalli dovuto a flussi di gas causati dalle interazioni (figura 2.10).

I dati ottenuti nelle osservazioni sono consistenti con le simulazioni ad N-corpi di Rupke, Kewley e Barnes (2010). Queste trascurano la nucleosintesi stellare che

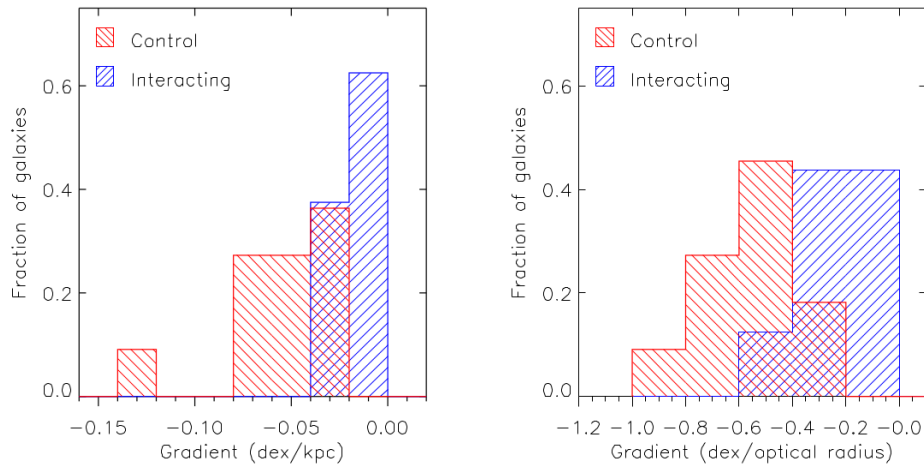


Figura 2.10: Istogramma dei gradienti per il campione di galassie interagenti (blu) e per il campione di controllo (rosso) in dex/kpc (a sinistra) e in dex/ $R_{25}$  (a destra). Il campione di controllo presenta gradienti due volte più inclinati rispetto al campione di galassie interagenti (Rupke, Kewley e Chien 2010).

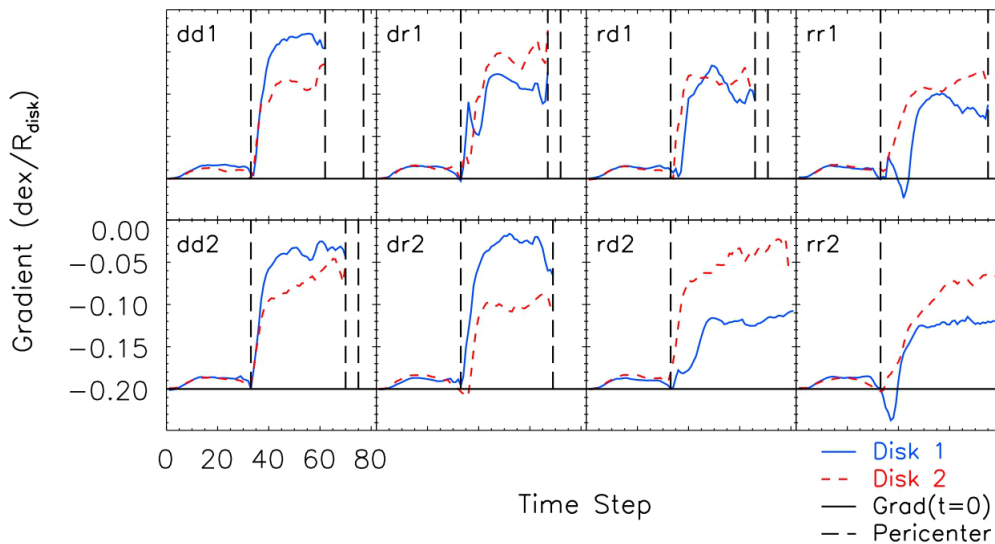


Figura 2.11: Variazione del gradiente di metallicità in funzione del tempo per le due galassie considerate nelle simulazioni (rosso e blu). Le linee verticali tratteggiate rappresentano i diversi pericentri, la linea orizzontale il gradiente al tempo iniziale (Rupke, Kewley e Barnes 2010).

avviene durante le interazioni e si basano sui modelli di 8 galassie a spirale di eguale massa, tutte contenenti una quantità di gas pari al 12% della massa totale; il gas è distribuito su un disco esponenziale. I modelli sono rappresentativi di entrambi i sensi di rotazione del disco e sono accoppiati in modo da ottenere due simulazioni per ogni combinazione possibile (diretto-diretto (dd), diretto-inverso (dr), inverso-diretto (rd), inverso-inverso (rr)). Risulta che, nella maggior parte dei casi, la metallicità nella regione nucleare diminuisce molto rapidamente dopo il primo pericentro, indipendentemente dalla geometria dell'interazione, a causa dello spostamento di grandi masse di gas

all'interno di ciascuna galassia (figura 2.11): il gas povero di metalli si sposta dalle regioni esterne verso il nucleo, dove diluisce il gas precedentemente arricchito dalla nucleosintesi stellare, mentre parte di quest'ultimo viene attratta verso l'esterno dalle forze mareali. Il mescolamento quindi causerebbe, oltre alla diminuzione della metallicità nucleare, anche l'appiattimento del gradiente di metallicità, come osservato nelle galassie interagenti.





# Capitolo 3

## Nuclei Galattici Attivi

Una galassia è detta attiva quando il suo nucleo è caratterizzato da una luminosità molto elevata ( $L \approx 10^{41} - 10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ ), uno spettro continuo a legge di potenza a cui si sovrappongono righe di emissione ed una variabilità nell'intensità dell'emissione continua (figura 3.1); in questo caso è detto Nucleo Galattico Attivo o AGN. Lo spettro continuo è il risultato di processi fisici quali emissione termica, di sincrotrone, Compton e Compton inverso, innescati dall'accrescimento di materia da parte di un buco nero supermassiccio con massa compresa tra  $M \approx 10^6 M_{\odot}$  e  $M \approx 10^9 M_{\odot}$  (Wandel, Peterson e Malkan 1999; Sun e Malkan 1989). È noto che quasi tutte le galassie ospitano un buco nero supermassiccio nel nucleo (Magorrian et al. 1998; Gebhardt et al. 2000; Ferrarese e Merritt 2000), la maggior parte di questi in stato di quiescenza: è lecito allora chiedersi in che modo il gas viene a trovarsi nella condizione di formare un disco di accrescimento. Le simulazioni mostrano che le interazioni gravitazionali provocano grandi spostamenti di gas nelle galassie coinvolte, oltre a determinare un appiattimento del gradiente di metallicità: misurando questa quantità in galassie attive si può quindi capire se l'interazione tra galassie è uno dei possibili meccanismi alla base dell'attività.

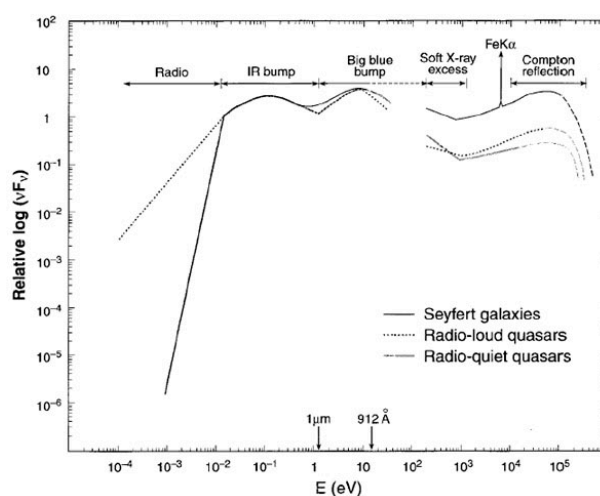


Figura 3.1: Emissione continua di diversi tipi di Nuclei Galattici Attivi (Koratkar 1999).

### 3.1 Galassie di Seyfert

Le galassie di Seyfert sono gli AGN più comuni e possono essere divise in due principali categorie, basandosi sulle caratteristiche dello spettro: Seyfert 1 e Seyfert 2; lo spettro delle Seyfert 1 è caratterizzato da forti righe di emissione permesse larghe e proibite strette, mentre lo spettro delle Seyfert 2 presenta forti righe di emissione strette permesse e proibite.

Si ipotizza quindi:

- che le righe larghe siano emesse in una regione ad alta densità, detta BLR (Broad Line Region), dove le righe proibite sono soppresse dalla diseccitazione collisionale e dunque non sono visibili, e il gas è caratterizzato da un moto turbolento;
- che le righe strette siano invece emesse in una regione a densità più bassa, la Narrow Line Region (NLR), nella quale la diseccitazione collisionale è meno importante, e il gas presenta un moto ordinato.

Si osserva inoltre che i nuclei Seyfert 1 presentano una densità di colonna di gas neutro  $N_H < 10^{20} \text{ cm}^{-2}$  (Gondhalekar, Rouillon-Foley e Kellett 1997; Laor et al. 1997) e uno spettro X dominato da una legge di potenza tra i 2 keV e i 10 keV; i nuclei Seyfert 2 sono caratterizzati da uno spettro X simile a quello dei nuclei Seyfert 1, che però presenta un cut-off alle basse energie, dovuto all'assorbimento causato dalla maggiore densità di colonna del gas neutro,  $N_H \sim 10^{22} - 10^{24} \text{ cm}^{-2}$  (Malizia et al. 1997; Sambruna, Eracleous e Mushotzky 1999).

Le osservazioni sono consistenti con il “modello unificato” degli AGN, per il quale Seyfert 1 e Seyfert 2 sono oggetti fisicamente uguali, le cui diverse caratteristiche dello spettro dipendono dall'orientazione della linea di vista rispetto all'asse di un toro oscurante: le Seyfert 1 sono osservate lungo l'asse, le Seyfert 2 perpendicolarmente ad esso. Una conferma di questo modello è stata ottenuta da Antonucci e Miller (1985) dall'osservazione di NGC1068, una Seyfert 2 che presenta una BLR nascosta: la radiazione emessa da questa regione non ci raggiunge direttamente a causa dell'assorbimento da parte del toro oscurante, ma viene scatterata dagli elettroni liberi; non necessariamente però tutti gli AGN hanno questa struttura (Osterbrock 1993).

Ipotizzando che il materiale che produce le righe di emissione sia caratterizzato da un moto Kepleriano, è possibile stimare la massa del nucleo a partire dalla larghezza delle righe, se si conosce anche la dimensione della BLR. Il raggio della BLR si può ottenere sfruttando la variabilità dello spettro di emissione: si osserva infatti, nei nuclei Seyfert 1, che variazioni dell'intensità dell'emissione continua sono seguite con un certo ritardo da variazioni dell'intensità delle righe emesse nella BLR; interpretando questo ritardo come il tempo necessario alla radiazione per percorrere lo spazio tra il nucleo e la BLR, si ottiene una dimensione per quest'ultima dell'ordine di  $r_{BLR} \sim 1-100$  giorni-luce (Véron-Cetty e Véron 2000). Wandel, Peterson e Malkan (1999) ottengono per 19 Seyfert 1 masse nell'intervallo  $4 \cdot 10^6 - 4 \cdot 10^8 M_\odot$ , consistente con l'ipotesi della presenza di un buco nero supermassiccio nel nucleo. Assumendo un modello di disco sottile con temperatura che aumenta verso l'interno seguendo una legge di potenza, si ottiene una massa  $M \approx 10^{7.5} - 10^{8.5} M_\odot$  per i buchi neri all'interno di Seyfert 1 e  $M \approx 10^8 - 10^{9.5} M_\odot$  per quelli all'interno di QSO (Sun e Malkan 1989). La luminosità di Eddington è

definita come:

$$L_E = \frac{4\pi c G m_H M}{\sigma_T} = 1.3 \cdot 10^{38} \frac{M}{M_\odot} \text{ergs}^{-1} \quad (3.1)$$

con  $m_H$  massa del protone e  $\sigma_T$  sezione d'urto Thomson, ed è la massima luminosità che può essere trasportata per radiazione in un oggetto sferico legato gravitazionalmente da una massa  $M$ ; confrontando la luminosità osservata e quella di Eddington calcolata per le masse ottenute con il modello del disco sottile si ottiene che per i nuclei Seyfert 1  $L \approx 10^{-1} L_E$  e che per i QSO  $L \approx L_E$ . Il consumo di massa necessario a sostenere una luminosità  $L$  è dato da:

$$\dot{M} = \frac{0.1}{\epsilon} \frac{L}{5.7 \cdot 10^{45} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1}} M_\odot \text{yr}^{-1} \quad (3.2)$$

con  $\epsilon$  frazione della massa che cade nel buco nero e fuoriesce sotto forma di radiazione; per un QSO, con  $L \approx L_E$ , il tempo scala per un aumento di massa di un fattore  $e$  è:

$$\tau = 4 \cdot 10^7 \left( \frac{\epsilon}{0.1} \right) \text{yr} \quad (3.3)$$

(Turner 1991), mentre è 10 volte tanto per un nucleo Seyfert 1 caratterizzato da  $L \approx 10^{-1} L_E$ .

Uno dei meccanismi che può spiegare l'accensione di un nucleo attivo è l'interazione gravitazionale: si osserva infatti che gran parte delle Seyfert mostrano deboli distorsioni, anche se non fanno parte di sistemi fortemente interagenti o di coppie strette. Poiché come visto nel capitolo 2 le simulazioni mostrano che in un'interazione tra galassie il gas viene ridistribuito e questo porta ad una variazione del gradiente di metallicità, ha senso chiedersi se è possibile utilizzare questa evidenza per capire se una galassia attiva ha subito un'interazione anche debole.

## 3.2 Osservazioni e analisi dei dati

Lo scopo di questa tesi è quindi di determinare il gradiente di metallicità di alcune galassie attive. Per fare questo si è innanzitutto verificata la disponibilità di dati in letteratura; purtroppo la maggior parte delle ricerche sono indirizzate allo studio della regione nucleare delle galassie e non contengono informazioni sulle regioni H II. I dati utilizzati sono relativi alle galassie IC5135 (Shields e Filippenko 1990), NGC1598 (Storchi-Bergmann et al. 1996) e NGC5643 (Schmitt, Storchi-Bergmann e Baldwin 1994). Sono stati allora selezionati degli oggetti da osservare con il telescopio Du Pont da 2.5 m dell'osservatorio di Las Campanas (LCO) in Cile. I criteri di selezione adottati sono i seguenti:

- sono state prese in esame Seyfert vicine ( $z < 0.01$ ), in modo da ottenere spettri con risoluzione spaziale abbastanza elevata da poter campionare la metallicità del gas, per poi determinare il gradiente;
- sono state preferite le Seyfert 2, il cui nucleo è oscurato e quindi meno luminoso rispetto a quello delle Seyfert 1;
- sono state scelte galassie con gas e regioni H II distribuite fino a grandi distanze;

Tabella 3.1: Coordinate, redshift  $z$ , tipo di AGN, diametro, inclinazione e angoli di posizione della slit per le galassie osservate all'osservatorio di Las Campanas. In grassetto le galassie delle quali è stato calcolato il gradiente.

Nome	AR (hh:mm:ss)	Dec (° :':")	$z$	Tipo	Diam. (")	Incl. (deg)	PA1 (deg)	PA2 (deg)
<b>NGC4303</b>	12:21:55	+04:28:24	0.0052	LINER	207	40	<b>20</b>	<b>-80</b>
NGC4501	12:32:00	+14:25:16	0.0076	Sy2	298	59	-35	55
NGC4941	13:04:13	-05:33:06	0.0037	Sy2	153	61	20	-60
NGC4939	13:04:14	-10:20:23	0.0104	Sy2	244	65	20	-40
<b>NGC5427</b>	14:03:26	-06:01:51	0.0087	Sy2	103	33	<b>90</b>	<b>45</b>
<b>NGC5426</b>	14:03:25	-06:04:09	0.0086	Non attiva	150	57	-50	<b>-15</b>
<b>NGC5643</b>	14:32:41	-44:10:28	0.0040	Sy2	146	20	<b>80</b>	<b>-10</b>
NGC5861	15:09:16	-11:19:18	0.0062	LINER	130	60	30	-40
NGC6221	16:52:46	-59:13:01	0.0050	Sy2	210	51	0	-70
NGC6300	17:17:00	-62:49:14	0.0037	Sy2	180	55	-45	65
NGC7172	22:02:02	-31:52:11	0.0086	Sy2	96	57	-80	10
NGC7378	22:47:48	-11:49:01	0.0086	Sy2	63	56	0	90
NGC7479	23:04:57	+12:19:21	0.0079	LINER	159	34	10	
NGC7496	23:09:47	-43:25:41	0.0055	Sy2	180	52	-30	
NGC7582	23:18:24	-42:22:14	0.0053	Sy2	234	75	-25	
<b>NGC7590</b>	23:18:55	-42:14:21	0.0053	Sy2	160	68	<b>35</b>	<b>-55</b>

- non sono state considerate galassie molto inclinate, per le quali la distribuzione spaziale delle regioni H II è confusa.

Ovviamente il numero di galassie che risponde a queste caratteristiche è molto limitato. Quando possibile le galassie sono state osservate ad almeno due angoli di posizione, per poter mediare l'informazione sulla metallicità. Sono stati utilizzati i diagrammi diagnostici BPT (Baldwin, Phillips e Terlevich 1981) per escludere dallo studio del gradiente le regioni fotoionizzate dall'AGN, in quanto per queste la misura della metallicità del gas è più complessa rispetto alle regioni H II: gli indicatori introdotti nel capitolo 2 non sono adatti allo scopo e al loro posto si devono usare modelli teorici di fotoionizzazione per i quali sono necessari i flussi di una grande quantità di righe di emissione.

Nella tabella 3.1 sono riportate le informazioni sulle galassie attive osservate. Durante le osservazioni il seeing aveva un valore di circa  $1.5''$ - $2''$ . Per ottenere gli spettri è stato utilizzato lo spettrografo Boller & Chivens montato al fuoco del Du Pont, con un grating da 600 tratti  $\text{mm}^{-1}$ , che permetteva di coprire l'intervallo di lunghezze d'onda da 3700 Å a 6800 Å. Gli spettri hanno una risoluzione di 3.7 Å e sono caratterizzati da una scala spaziale di  $0.7''/\text{px}$ . Il tempo di esposizione per ogni angolo di posizione è stato di un'ora. Sono state poi selezionate per il calcolo del gradiente le galassie e gli angoli di posizione riportati in grassetto in tabella 3.1.

Dopo aver ridotto i dati secondo le procedure standard, cioè correzione per bias e flat, calibrazione in lunghezza d'onda e flusso, sottrazione del cielo, la prima operazione effettuata sugli spettri è stata quella di estrarre il profilo di intensità della riga  $\text{H}\alpha$  in

funzione della coordinata spaziale (figura 3.2): questo ha permesso di identificare le regioni H II e di determinare la loro estensione e la loro distanza dal nucleo. Dopodiché,

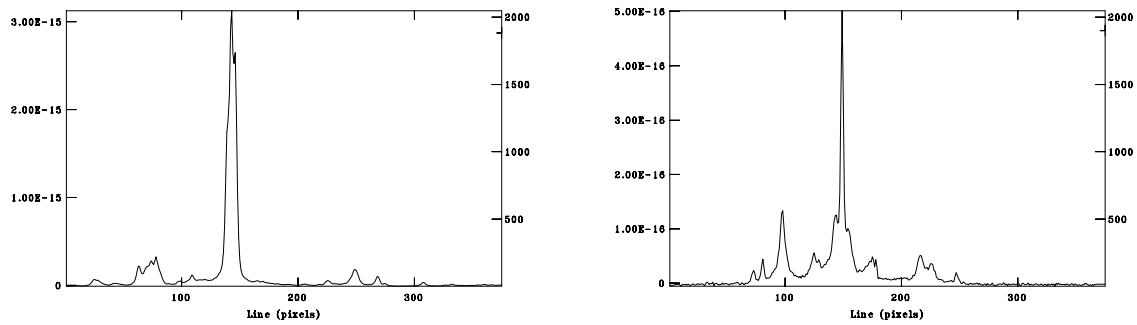


Figura 3.2: Andamento dell'intensità della riga  $H\alpha$  in funzione della coordinata spaziale relativa a NGC4303 per l'angolo di posizione  $PA=-80$  (a sinistra) e NGC 5427,  $PA=90$  (a destra): si possono riconoscere il nucleo e le varie regioni H II.

per ciascuna delle regioni H II riconosciute, utilizzando il comando BLKAVG di IRAF, è stato ottenuto uno spettro monodimensionale sommato sull'estensione delle regioni stesse; a ciascuno spettro è stata poi applicata la correzione per arrossamento galattico utilizzando il valore di  $A(V)$  estratto dal NED (NASA Extragalactic Database) e il comando DEREDDEN di IRAF. Si è inoltre riportato il redshift a  $z=0$ , con il comando NEWREDSHIFT, in modo da rendere più semplice il riconoscimento delle righe (figura 3.3).

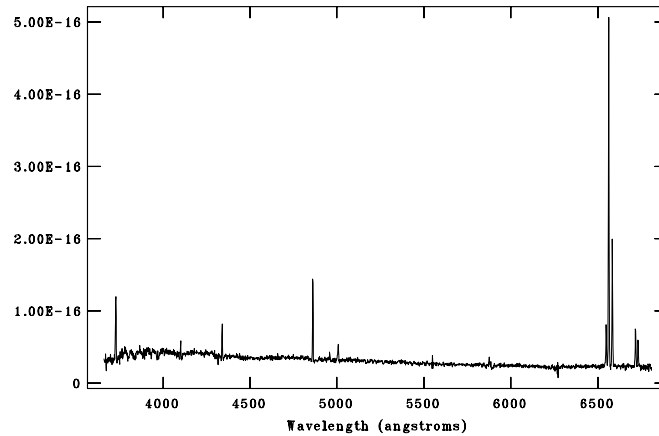


Figura 3.3: Spettro di una delle regioni H II della galassia NGC4303 per l'angolo di posizione  $PA=80$ , corretto per arrossamento e redshift.

Si sono poi misurate le righe utili al calcolo degli indicatori di metallicità, utilizzando il comando SPLOT di IRAF: una delle funzioni di questo comando produce un fit gaussiano della riga a partire dal continuo e calcola vari parametri, tra cui il flusso totale della riga,  $I$ , e l'intensità del picco centrale,  $I_0$ ; un'altra funzione ha permesso di ottenere la deviazione standard del continuo, utile per il calcolo delle incertezze sui flussi. Per un fit gaussiano il flusso della riga è dato dall'integrale della curva, che è proporzionale all'intensità del picco e alla larghezza a metà altezza della gaussiana; l'errore sulla

misura del flusso è influenzato dunque dal valore del continuo e della larghezza della riga. Si dimostra che l'errore sulla larghezza si può considerare trascurabile rispetto a quello del continuo, quindi l'errore associato al flusso della riga è:

$$\Delta I = \frac{rms}{I_0} I \quad (3.4)$$

Essendo gli indicatori definiti come logaritmi di rapporti tra righe, l'errore può essere stimato come:

$$\Delta \log_{10} \frac{I_1}{I_2} = \left( \frac{\Delta I_1}{I_1} + \frac{\Delta I_2}{I_2} \right) \log_{10} e \quad (3.5)$$

Le barre di errore sono state costruite utilizzando l'equazione (3.5) anche se sarebbe stato più corretto considerare la propagazione degli errori, in quanto tutti i valori di metallicità calcolati sono stati convertiti in  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  attraverso delle funzioni parametriche. In questo modo però si sarebbero ottenute barre d'errore del 100%. I dati forniti dalla letteratura invece non sono provvisti dei relativi errori, per cui non è stato possibile calcolarne l'indeterminazione.

Tutti i flussi misurati sono stati corretti per arrossamento interno, utilizzando la relazione di Cardelli, Clayton e Mathis (1989) e il rapporto  $\text{H}\alpha/\text{H}\beta=2.86$ ; in alcuni casi la riga  $\text{H}\beta$  non è stata osservata, rendendo così impossibile la correzione: questi dati non sono stati utilizzati.

Le galassie considerate sono attive, quindi è necessario distinguere le regioni H II, delle quali si vuole calcolare la metallicità, dalle regioni fotoionizzate dall'AGN, per le quali invece non ha senso calcolare la metallicità con gli indicatori visti nel capitolo precedente. Il metodo diagnostico sviluppato da Baldwin, Phillips e Terlevich (1981)

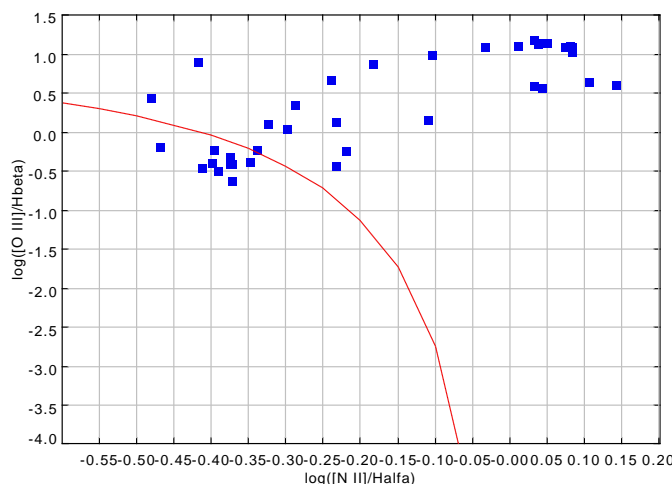


Figura 3.4: Diagramma BPT per la galassia NGC5643; la curva rappresenta l'equazione 3.6, i punti in basso a sinistra sono relativi a regioni H II, quelli in alto a destra a regioni fotoionizzate dall'AGN.

(diagramma BPT) è basato sui rapporti di intensità  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ ,  $[\text{N II}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$ ,  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6716,6731/\text{H}\alpha$ , e  $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$ ; come definito da Kewley et al. (2006) le regioni H II sono tali che:

$$\log([\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta) < 0.61/[\log([\text{NII}]\lambda 6584/\text{H}\alpha) - 0.05] + 1.3 \quad (3.6)$$

$$\log([\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta) < 0.72/[\log([\text{SII}]\lambda\lambda 6716, 6731/\text{H}\alpha) - 0.32] + 1.30 \quad (3.7)$$

oppure

$$\log([\text{OIII}]\lambda 5007/\text{H}\beta) < 0.73/[\log([\text{OI}]\lambda 6300/\text{H}\alpha) + 0.59] + 1.33 \quad (3.8)$$

In questo caso è stata utilizzato il diagramma  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  vs.  $[\text{N II}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$  in quanto basato su flussi già misurati per gli indicatori di metallicità. Come si può vedere in figura 3.4 i punti che si trovano in basso e a sinistra rispetto alla curva, che rappresenta l'equazione 3.6, sono relativi a regioni H II, mentre quelli in alto e a destra rappresentano regioni fotoionizzate dall'AGN, che sono state scartate.

### 3.3 Calcolo del gradiente di metallicità

Il calcolo del gradiente di metallicità è stato effettuato utilizzando gli indicatori N2O2, O3N2 e R23, in quanto solo per questi tutte le righe necessarie erano osservabili. In pochissimi casi è stato infatti possibile misurare il flusso della riga  $[\text{Ne III}]\lambda 3869$ , alla base dell'indicatore Ne3O2. Allo stesso modo è risultata non visibile nella maggior parte degli spettri la riga  $[\text{O III}]\lambda 4363$ , utile alla stima della temperatura elettronica attraverso l'equazione 2.1.

I dati disponibili in letteratura sono relativi alle galassie IC5135 (Shields e Filippenko 1990), NGC1598 (Storchi-Bergmann et al. 1996) e NGC5643 (Schmitt, Storchi-Bergmann e Baldwin 1994). Per IC5135 non è stato possibile però ottenere una misura del gradiente, in quanto la maggior parte dei flussi sono misurati in regioni ionizzate dall'AGN, come si vede in figura 3.5.

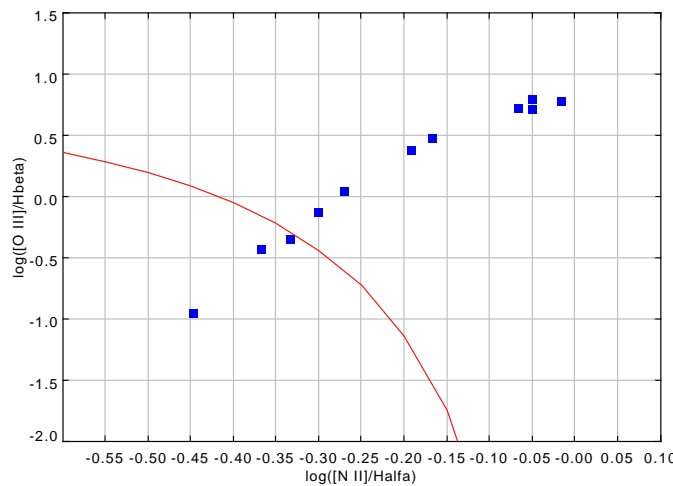


Figura 3.5: Diagramma BPT per la galassia IC5135; la maggior parte dei punti si trova in alto e a destra della curva, che rappresenta l'equazione 3.6, nella regione in cui si ha fotoionizzazione dall'AGN.

Per determinare il gradiente in dex/kpc, le distanze dal nucleo delle regioni H II sono state convertite da arcosecondi a kpc. Per fare questo è stata calcolata la distanza della galassia a partire dal redshift  $z$  usando l'equazione:

$$d = \frac{cz}{H_0} \quad (3.9)$$

con  $c$  velocità della luce in km/s e  $H_0 = 73$  km/s kpc; dopodiché si è ottenuta la scala

$$s = \frac{d}{206265} \quad (3.10)$$

in kpc/arcsec. Il procedimento più corretto sarebbe stato di deproiettare le distanze; tuttavia nei casi considerati le galassie sono face-on, oppure gli angoli di posizione considerati sono quelli che corrispondono all'asse maggiore: la deproiezione avrebbe quindi avuto un effetto trascurabile.

Si è utilizzato infine il programma TOPCAT per ottenere i grafici e i fit lineari.

### 3.3.1 NGC1598

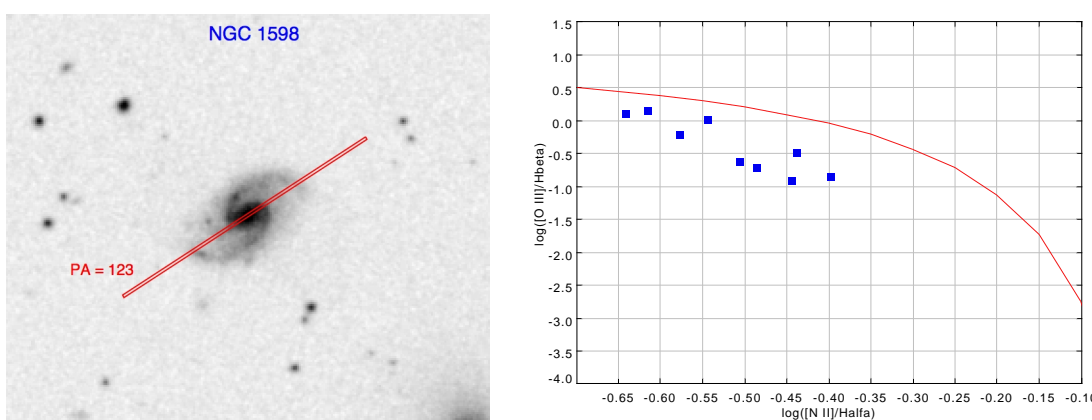


Figura 3.6: A sinistra: immagine della galassia NGC1598. A destra: diagramma diagnostico BPT per NGC1598.

Il gradiente di NGC1598 (figura 3.6, a sinistra) è stato calcolato separatamente per i semiassi NW e SE. In tutti i casi, come si può vedere dalla figura 3.7, i dati sono caratterizzati da una dispersione bassa e i gradienti risultano negativi, anche se ci sono differenze nel comportamento dei diversi indicatori. Infatti si osserva che i valori di metallicità derivati sfruttando O3N2 sono sistematicamente minori di quelli ottenuti con N2O2 e  $R_{23}$ . Inoltre per il semiasse a NW i gradienti determinati utilizzando gli indicatori N2O2 e O3N2 hanno valori comparabili (-0.0248 dex/kpc e -0.0283 dex/kpc rispettivamente), mentre quello ottenuto con  $R_{23}$  risulta meno negativo (-0.0147 dex/kpc) rispetto agli altri due; per il semiasse a SE invece si ottiene un valore consistente dai tre indicatori (-0.0384 dex/kpc con N2O2, -0.0443 dex/kpc con O3N2, -0.0437 dex/kpc con  $R_{23}$ ) (tabella 3.2).



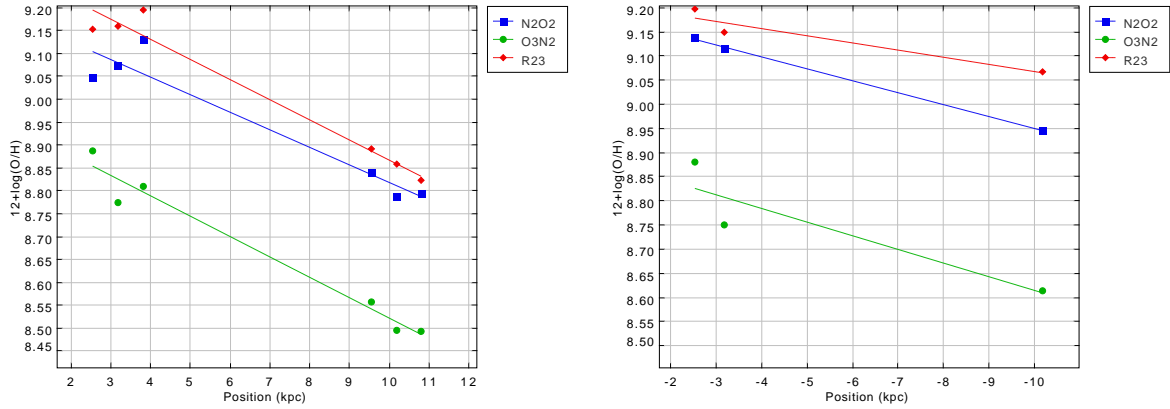


Figura 3.7: Profilo di metallicità di NGC1598: a sinistra per il semiasse a sud-est, a destra per il semiasse a nord-ovest.

### 3.3.2 NGC4303

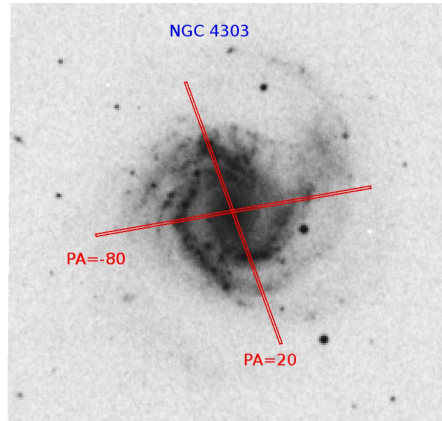


Figura 3.8: Immagine della galassia NGC4303; sono indicate le posizioni della slit e i relativi angoli di posizione.

NGC4303 (figura 3.8), conosciuta anche come M61, è caratterizzata da un gradiente quasi piatto, ma comunque negativo; questo comportamento è probabilmente dovuto al fatto che M61 fa parte dell'ammasso della Vergine e potrebbe quindi essere stata coinvolta in forti interazioni con le altre galassie dell'ammasso. I dati sono caratterizzati da grande dispersione e correlazione molto bassa (figura 3.9, a destra); si può comunque vedere dalla tabella 3.2 che  $R_{23}$  e  $N2O2$  forniscono valori del gradiente comparabili ( $-0.0038$  dex/kpc e  $-0.0044$  dex/kpc rispettivamente), mentre utilizzando l'indicatore  $O3N2$  si ottiene un gradiente meno negativo degli altri due ( $-0.0080$  dex/kpc). Inoltre come per NGC1598 i valori di metallicità ottenuti con  $O3N2$  sono sistematicamente minori di quelli determinati con  $N2O2$  e  $R_{23}$ .

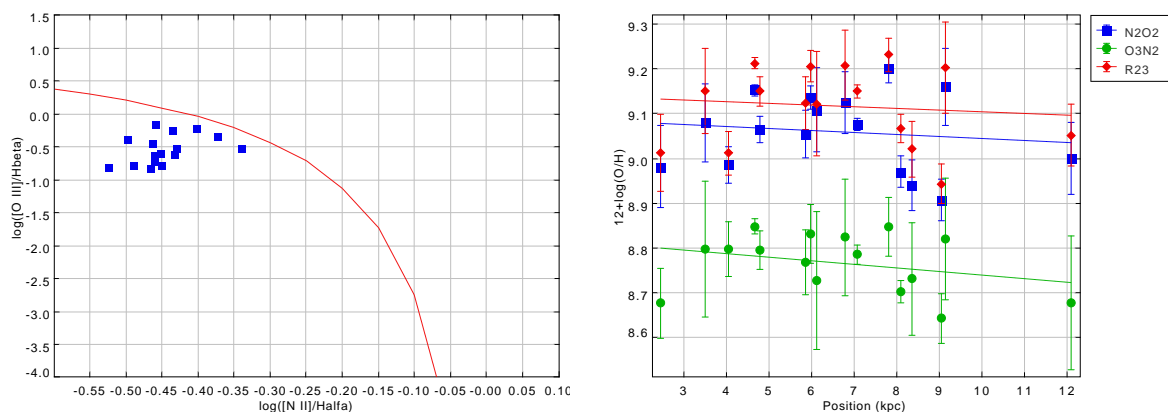


Figura 3.9: A sinistra: diagramma diagnostico BPT per NGC4303. A destra: profilo di metallicità di NGC4303.

### 3.3.3 NGC5426 e NGC5427

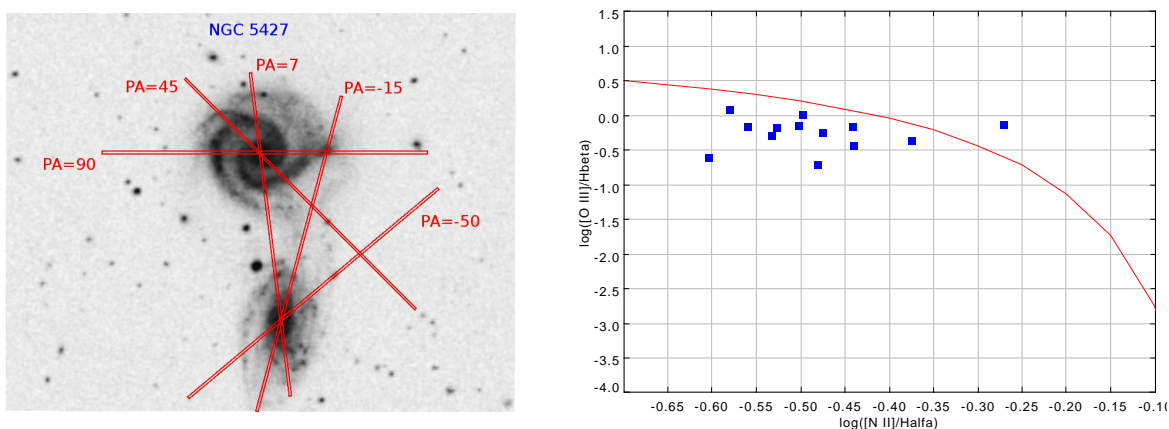


Figura 3.10: A sinistra: immagine delle galassie NGC5426 (in basso, non attiva) e NGC5427 (in alto, attiva); sono indicate le posizioni della slit e i relativi angoli di posizione. A destra: diagramma diagnostico BPT per NGC5427.

NGC5427 è stata osservata in coppia con NGC5426, con la quale è in interazione (figura 3.10, a sinistra); come si può vedere dal grafico (figura 3.11, a sinistra) in entrambe le galassie la metallicità diminuisce con il raggio. Per quanto riguarda NGC5427 sono stati utilizzati gli spettri relativi agli angoli di posizione  $PA=90$  e  $PA=45$ ; i gradienti ottenuti dagli indicatori  $R_{23}$  e  $N2O2$  presentano valori simili ( $-0.0149$  dex/kpc e  $-0.0117$  dex/kpc, rispettivamente), mentre da  $O3N2$  risulta un gradiente meno negativo degli altri due ( $-0.0206$  dex/kpc) (tabella 3.2). I dati relativi alla galassia non attiva NGC5426, per l'angolo di posizione  $PA=-15$ , sono affetti da bassa dispersione (figura 3.11, a destra). Come si vede in tabella 3.2 il gradiente è più negativo di quello di NGC5427; si può notare inoltre che il gradiente ottenuto con l'indicatore  $R_{23}$  ( $-0.0585$  dex/kpc) è più negativo di quelli determinati utilizzando  $N2O2$  e  $O3N2$  ( $-0.0385$  dex/kpc e  $-0.0468$  dex/kpc rispettivamente). In entrambi i casi, come per le altre galassie,  $O3N2$  è l'indicatore che fornisce i valori di metallicità più bassi.

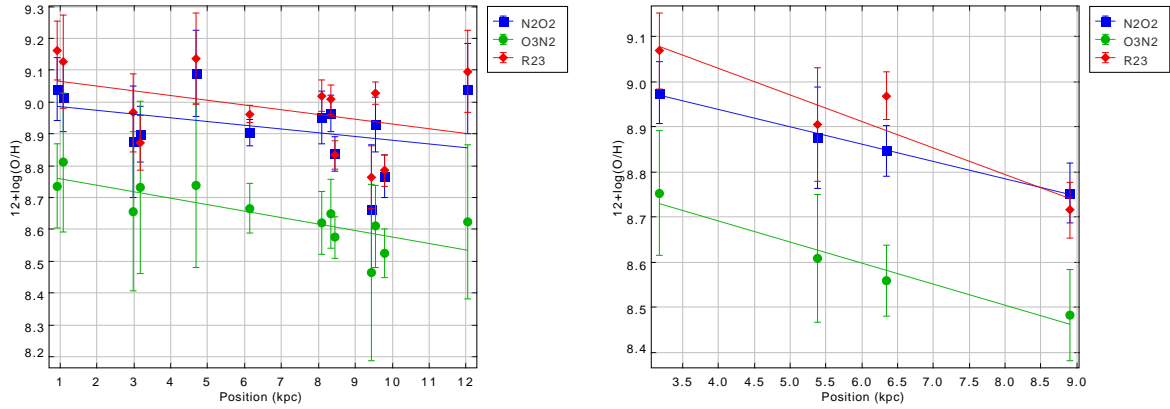


Figura 3.11: Profilo di metallicità di NGC5427 (a sinistra) e NGC5426 (a destra).

### 3.3.4 NGC5643

Per NGC5643 (figura 3.12, a sinistra) sono stati utilizzati insieme i dati acquisiti nelle osservazioni (PA=-80 e PA=-10) e quelli disponibili in letteratura; anche per questa galassia i gradienti sono tutti negativi (figura 3.12, a destra) e i valori di metallicità derivati con O3N2 sono sistematicamente minori di quelli ottenuti con N2O2 e R<sub>23</sub>. C'è buona compatibilità tra i dati delle osservazioni e quelli della letteratura: come si può vedere dalla tabella 3.2 il gradiente determinato con O3N2 è meno negativo (-0.0298 dex/kpc) di quelli ottenuti con N2O2 e R<sub>23</sub> (-0.0612 dex/kpc e -0.0592 dex/kpc rispettivamente).

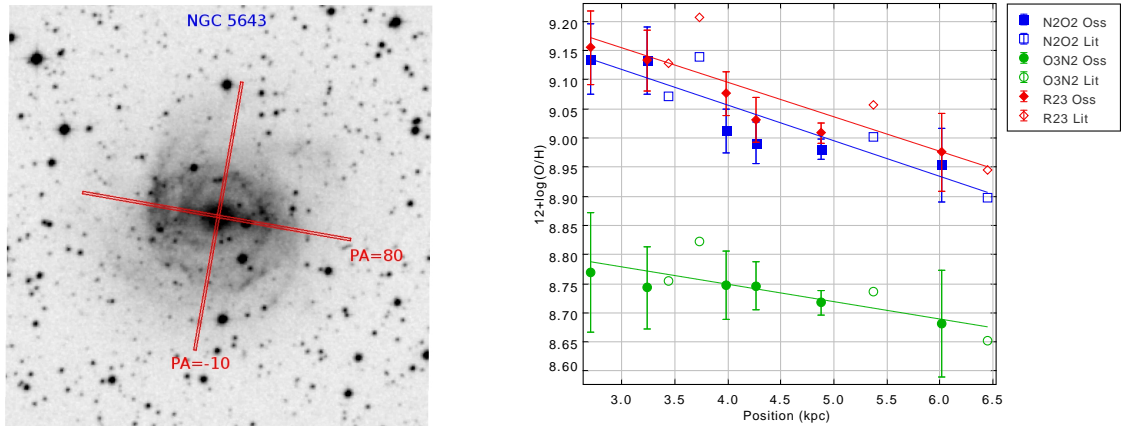


Figura 3.12: A sinistra: immagine della galassia NGC5643; sono indicate le posizioni della slit e i relativi angoli di posizione. A destra: profilo di metallicità di NGC5643; i punti pieni rappresentano dati ottenuti nelle osservazioni, quelli vuoti dati disponibili in letteratura.

### 3.3.5 NGC7590

Il gradiente di NGC7590 è stato determinato sfruttando solamente lo spettro a PA=35 (figura 3.13). I dati ottenuti sono affetti da bassa dispersione (figura 3.14, a destra) e, come si può vedere dalla tabella 3.2, il gradiente è in tutti i casi negativo,

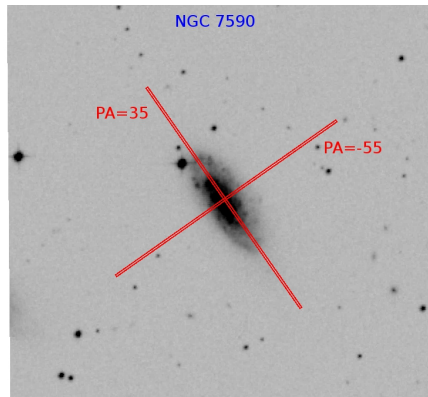


Figura 3.13: Immagine della galassia NGC7590; sono indicate le posizioni della slit e i relativi angoli di posizione.

anche se il valore ottenuto con  $R_{23}$  ( $-0.0859$  dex/kpc) risulta più negativo di quelli calcolati utilizzando gli indicatori N2O2 e O3N2 ( $-0.0445$  dex/kpc e  $-0.0333$  dex/kpc, rispettivamente). Come per le altre galassie i valori di metallicità ottenuti con O3N2 sono sistematicamente minori di quelli determinati con N2O2 e  $R_{23}$ .

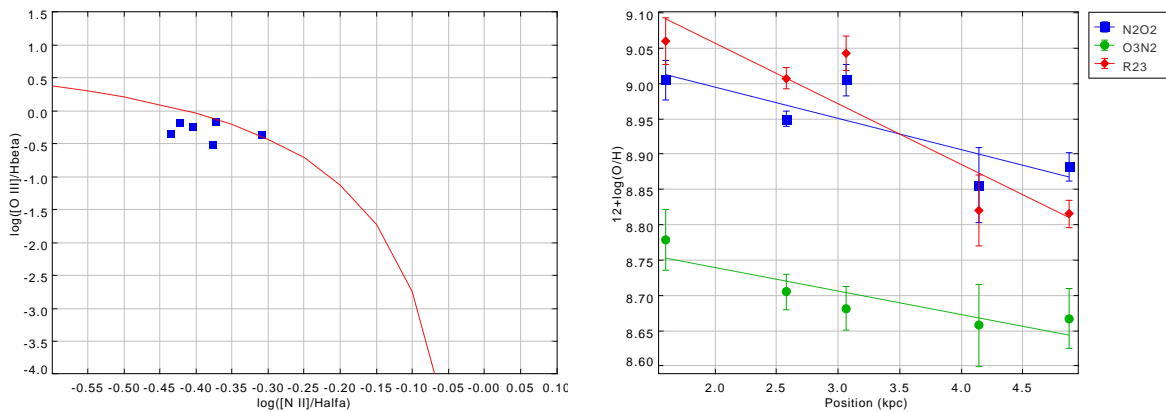


Figura 3.14: A sinistra: diagramma diagnostico BPT per NGC7590. A destra: profilo di metallicità di NGC7590.

# Conclusioni

Nonostante il campione di galassie considerato sia limitato, è possibile trarre delle conclusioni interessanti da questa indagine. In tabella 3.3 sono elencati i valori del gradiente di metallicità delle galassie prese in esame, mediati sui tre indicatori. Per NGC1598 è stato prima calcolato il valore medio del gradiente sui due semiassi per ciascuno degli indicatori.

Delle sei galassie considerate, quattro (NGC1598, NGC5426, NGC5643 e NGC7590) presentano un valore medio del gradiente compatibile con quello che si trova per le galassie isolate non attive; si ottiene infatti un valore medio del gradiente di  $-0.0324 \pm 0.0029$  dex/kpc per NGC1598,  $-0.0479 \pm 0.0082$  dex/kpc per NGC5426,  $-0.050 \pm 0.014$  dex/kpc per NGC5643 e  $-0.042 \pm 0.023$  dex/kpc per NGC7590, da confrontare con il valore mediano di  $-0.041 \pm 0.009$  dex/kpc trovato da Rupke, Kewley e Barnes (2010) per le galassie isolate non attive. Tuttavia NGC1598 fa parte di una coppia, con NGC1595 a circa 56 kpc di distanza, e NGC7590 fa parte di un gruppo, con NGC7599 a circa 30 kpc e NGC7582 a circa 58 kpc: è possibile che in questi casi l'interazione gravitazionale sia troppo debole per causare una variazione evidente del gradiente.

È interessante il caso di NGC5427 e NGC5426: le due galassie sono in interazione, come si può vedere in figura 3.9 ma solo quella attiva, NGC5427, è caratterizzata dal gradiente tipico di una galassia interagente, con un valore medio di  $-0.0157 \pm 0.0037$  dex/kpc compatibile con il valore mediano di  $-0.017 \pm 0.002$  dex/kpc trovato da Rupke, Kewley e Barnes (2010).

Un altro risultato interessante è quello che si è ottenuto per NGC4303: il profilo di metallicità di questa galassia è quasi piatto; il valore medio del gradiente è infatti  $-0.0054 \pm 0.0019$  dex/kpc, molto minore di quello che Rupke, Kewley e Barnes (2010) trovano per le galassie interagenti ( $-0.017 \pm 0.002$  dex/kpc). Come detto questa galassia fa parte dell'Ammasso della Vergine: il comportamento peculiare del gradiente potrebbe

Tabella 3.2: Valori dei gradienti di metallicità.

Nome	N2O2	O3N2	R <sub>23</sub>
NGC1598 SE	-0.0384	-0.0443	-0.0437
NGC1598 NW	-0.0248	-0.0283	-0.0147
NGC4303	-0.0044	-0.0080	-0.0038
NGC5426	-0.0385	-0.0468	-0.0585
NGC5427	-0.0117	-0.0206	-0.0149
NGC5643	-0.0612	-0.0298	-0.0592
NGC7590	-0.0445	-0.0333	-0.0859

Tabella 3.3: Valore medio e scarto quadratico medio del gradiente di metallicità per ciascuna delle galassie esaminate.

Nome	Valore medio (dex/kpc)
<b>NGC1598</b>	<b>-0.0324±0.0029</b>
NGC4303	-0.0054±0.0019
NGC5426	-0.0479±0.0082
NGC5427	-0.0157±0.0037
<b>NGC5643</b>	<b>-0.050±0.014</b>
<b>NGC7590</b>	<b>-0.042±0.023</b>

allora essere causato dalle forti interazioni con le altre galassie dell'ammasso.

Il fatto che tre su cinque delle galassie attive analizzate si comportino come galassie isolate (in grassetto in tabella 3.3) sembra suggerire che l'interazione gravitazionale non è il principale meccanismo di accensione dei nuclei attivi. Ovviamente questi sono risultati preliminari. Sarà necessario analizzare anche le altre galassie osservate con il telescopio Du Pont e selezionare nuovi target per aumentare la statistica e quindi confermare o smentire quanto ottenuto con questo lavoro.

# Bibliografia

- Antonucci, R. R. J. e J. S. Miller (ott. 1985). «Spectropolarimetry and the nature of NGC 1068». In: 297, pp. 621–632. DOI: 10.1086/163559.
- Baldwin, J. A., M. M. Phillips e R. Terlevich (feb. 1981). «Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects». In: 93, pp. 5–19. DOI: 10.1086/130766.
- Cardelli, J. A., G. C. Clayton e J. S. Mathis (ott. 1989). «The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction». In: 345, pp. 245–256. DOI: 10.1086/167900.
- Ferrarese, L. e D. Merritt (ago. 2000). «A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies». In: 539, pp. L9–L12. DOI: 10.1086/312838. eprint: astro-ph/0006053.
- Gebhardt, K. et al. (ago. 2000). «A Relationship between Nuclear Black Hole Mass and Galaxy Velocity Dispersion». In: 539, pp. L13–L16. DOI: 10.1086/312840. eprint: astro-ph/0006289.
- Gondhalekar, P. M., C. Rouillon-Foley e B. J. Kellett (giu. 1997). «Soft X-ray colours of Seyfert 1 galaxies and quasars». In: 288, pp. 260–266.
- Izotov, Y. I. et al. (mar. 2006). «The chemical composition of metal-poor emission-line galaxies in the Data Release 3 of the Sloan Digital Sky Survey». In: 448, pp. 955–970. DOI: 10.1051/0004-6361:20053763. eprint: astro-ph/0511644.
- Kewley, L. J. e M. A. Dopita (set. 2002). «Using Strong Lines to Estimate Abundances in Extragalactic H II Regions and Starburst Galaxies». In: 142, pp. 35–52. DOI: 10.1086/341326. eprint: astro-ph/0206495.
- Kewley, L. J. e S. L. Ellison (lug. 2008). «Metallicity Calibrations and the Mass-Metallicity Relation for Star-forming Galaxies». In: 681, pp. 1183–1204. DOI: 10.1086/587500. arXiv:0801.1849.
- Kewley, L. J. et al. (nov. 2006). «The host galaxies and classification of active galactic nuclei». In: 372, pp. 961–976. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.10859.x. eprint: astro-ph/0605681.
- Kewley, L. J. et al. (set. 2010). «Metallicity Gradients and Gas Flows in Galaxy Pairs». In: 721, pp. L48–L52. DOI: 10.1088/2041-8205/721/1/L48. arXiv:1008.2204 [astro-ph.CO].
- Koratkar, A. P. (1999). «The Ultraviolet and Optical Continuum Emission in Active Galactic Nuclei». In: *Structure and Kinematics of Quasar Broad Line Regions*. A cura di C. M. Gaskell et al. Vol. 175. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, p. 131.

- Laor, A. et al. (mar. 1997). «The Soft X-Ray Properties of a Complete Sample of Optically Selected Quasars. II. Final Results». In: 477, pp. 93–113. eprint: [astro-ph/9609164](#).
- Magorrian, J. et al. (giu. 1998). «The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers». In: 115, pp. 2285–2305. DOI: [10.1086/300353](#). eprint: [astro-ph/9708072](#).
- Malizia, A. et al. (dic. 1997). «High-Energy Spectra of Active Galactic Nuclei. II. Absorption in Seyfert Galaxies». In: 113, pp. 311–331. DOI: [10.1086/313057](#).
- Osterbrock, D. E. (1989). *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*.  
— (feb. 1993). «The nature and structure of active galactic nuclei». In: 404, pp. 551–562. DOI: [10.1086/172307](#).
- Penston, M. V. et al. (set. 1990). «The extended narrow line region of NGC 4151. I - Emission line ratios and their implications». In: 236, pp. 53–62.
- Pettini, M. e B. E. J. Pagel (mar. 2004). «[OIII]/[NII] as an abundance indicator at high redshift». In: 348, pp. L59–L63. DOI: [10.1111/j.1365-2966.2004.07591.x](#). eprint: [astro-ph/0401128](#).
- Rupke, D. S. N., L. J. Kewley e J. E. Barnes (feb. 2010). «Galaxy Mergers and the Mass-Metallicity Relation: Evidence for Nuclear Metal Dilution and Flattened Gradients from Numerical Simulations». In: 710, pp. L156–L160. DOI: [10.1088/2041-8205/710/2/L156](#). arXiv:1001.1728 [[astro-ph.GA](#)].
- Rupke, D. S. N., L. J. Kewley e L.-H. Chien (nov. 2010). «Gas-phase Oxygen Gradients in Strongly Interacting Galaxies. I. Early-stage Interactions». In: 723, pp. 1255–1271. DOI: [10.1088/0004-637X/723/2/1255](#). arXiv:1009.0761 [[astro-ph.GA](#)].
- Sambruna, R. M., M. Eracleous e R. F. Mushotzky (nov. 1999). «An X-Ray Spectral Survey of Radio-loud Active Galactic Nuclei with ASCA». In: 526, pp. 60–96. DOI: [10.1086/307981](#). eprint: [astro-ph/9905365](#).
- Schmitt, H. R., T. Storchi-Bergmann e J. A. Baldwin (mar. 1994). «Anisotropic high-excitation emission and chemical abundances in the Seyfert 2 galaxy NGC 5643». In: 423, pp. 237–247. DOI: [10.1086/173802](#).
- Shi, F., G. Zhao e Y. C. Liang (nov. 2007). «[Ne III]/[O II] as an oxygen abundance indicator in the H II regions and H II galaxies». In: 475, pp. 409–414. DOI: [10.1051/0004-6361:20077183](#). arXiv:0709.4295.
- Shields, J. C. e A. V. Filippenko (ott. 1990). «Emission-line properties of the composite Seyfert/Starburst galaxy IC 5135». In: 100, pp. 1034–1045. DOI: [10.1086/115577](#).
- Storchi-Bergmann, T. et al. (nov. 1996). «Circumnuclear Star Formation in Active Galaxies». In: 472, p. 83. DOI: [10.1086/178043](#).
- Sun, W.-H. e M. A. Malkan (nov. 1989). «Fitting improved accretion disk models to the multiwavelength continua of quasars and active galactic nuclei». In: 346, pp. 68–100. DOI: [10.1086/167986](#).
- Turner, E. L. (gen. 1991). «Quasars and galaxy formation. I - The Z greater than 4 objects». In: 101, pp. 5–17. DOI: [10.1086/115663](#).
- Véron-Cetty, M. P. e P. Véron (2000). «The emission line spectrum of active galactic nuclei and the unifying scheme». In: 10, pp. 81–133. DOI: [10.1007/s001590000006](#).
- Wandel, A., B. M. Peterson e M. A. Malkan (dic. 1999). «Central Masses and Broad-Line Region Sizes of Active Galactic Nuclei. I. Comparing the Photoionization and Reverberation Techniques». In: 526, pp. 579–591. DOI: [10.1086/308017](#). eprint: [astro-ph/9905224](#).